

Massendurchfluss- und Dichtemessung mit einer resonanten Messzelle in Volumenmikromechanik

von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

der Technischen Universität Chemnitz

genehmigte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

(Dr.-Ing.)

Vorgelegt

von Dipl.-Ing. (FH) Roman Frahnnow

geboren am 13. September 1977 in Berlin

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Wolfram Dötzel (TU Chemnitz)

Prof. Dr.-Ing. habil. Thomas Geßner (TU Chemnitz)

Hr. Dr.-Ing. Arno Steckenborn (Siemens AG Berlin)

Tag der mündlichen Prüfung: 28.11.2007

Bibliographische Beschreibung

Massendurchfluss- und Dichtemessung mit einer resonanten Messzelle in Volumenmikromechanik

Frahnow, Roman - 128 Seiten, 94 Abbildungen, 22 Tabellen, 95 Literaturstellen

Technische Universität Chemnitz
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
Dissertation, 2007

Kurzreferat

Die vorliegende Arbeit stellt einen Beitrag zur kontinuierlichen Bestimmung von Massendurchfluss sowie Dichte für den Bereich der Mikroverfahrenstechnik dar. Verschiedene Messverfahren und Sensoren werden vorgestellt und diskutiert. Die fest eingespannte durchflossene Messröhre in resonanter Schwingung kann zum einen zur Dichtebestimmung genutzt werden, da die Dichte des Fluids die bewegte Masse des Sensors und daher dessen Eigenfrequenz beeinflusst. Beim Biegeschwinger erfährt das strömende Fluid zusätzlich eine Winkelgeschwindigkeit, die die Corioliskraft als Maß für die bewegte Masse zur Folge hat.

Verschiedene konstruktive Varianten der resonanten Messröhre werden vorgestellt, dabei wird auf analytische Berechnungsverfahren ebenso eingegangen wie auf die Bestimmung der statischen und dynamischen Parameter mit rechnergestützter Simulation (Finite Elemente Methode). Ebenso wird der Einsatz von gekoppelten Mehrfachschwingern erörtert und es werden Schwingungsformen sowie Vor- und Nachteile des Doppelresonators erörtert.

Im technologischen Teil wird die Herstellung mechanischer Resonatoren in Volumenmikromechanik vorgestellt. Dabei wird besonders auf das anisotrope Ätzen von einkristallinem Silizium in Kalilauge sowie auf das Silizium-Direktbonden eingegangen. Der Aufbau von Doppelresonatoren durch mehrfaches Bonden wird ebenfalls untersucht und die gefertigten Sensoren werden vorgestellt.

Varianten der messtechnischen Auswertung resonanter Sensoren werden bezüglich des Nutzens für die Massendurchfluss- und Dichtemessung untersucht. Dabei werden besonders zwei entwickelte kapazitive Messverfahren näher vorgestellt, mit deren Hilfe die Sensorstrukturen untersucht werden. Es wird die Funktion der Dichtemessung mit einer Auflösung von $0,01 \text{ g/cm}^3$ bei Flüssigkeiten und Gasen nachgewiesen und der Massenfluss bis 2 g/s bei einer Auflösung von $0,1 \text{ g/s}$.

Schlagwörter

Mechanischer Resonator
Mikroverfahrenstechnik
Biegeschwinger
Corioliskraft
Gekoppelte Schwinger

Volumenmikromechanik
Waferbonden
Kontinuierlicher Dichtesensor
Massendurchflussmessung
Kapazitive Schwingungsmessung

Inhaltsverzeichnis

Zeichen und Abkürzungen

Vorwort

1	<i>Einführung</i>	3
1.1	Die Dichte und Prinzipien der Dichtemessung	4
1.2	Dichtebestimmung mit einer Silizium-Messröhre	6
1.3	Prinzipien der Durchflussmessung	6
1.3.1	Volumenstrommesser	7
1.3.2	Massenfluss und Massenflusssensoren	8
2	<i>Sensorprinzip und Auswerteverfahren</i>	10
2.1	Mechanische Resonatoren	10
2.2	Anrege- und Auswerteverfahren resonanter Sensoren	11
2.2.1	Magnetische Anregung und Auswertung	11
2.2.2	Elektrostatische Anregung	12
2.2.3	Pull-In Effekt bei der elektrostatischen Anregung	13
2.2.4	Optische Auswertung	15
2.2.5	Piezoresistive Auswertung	16
2.2.6	Kapazitive Auswertung	17
3	<i>Berechnung und Simulation eines mechanischen Resonators in Silizium</i>	19
3.1	Beeinflussung des Entwurfs durch technologische Randbedingungen	19
3.2	Geometrische Variationen der Messröhre	19
3.2.1	Zweiseitig fest eingespanntes Messrohr	19
3.2.2	U-förmige Messröhre	24
3.3	Wirkung der Corioliskraft am zweiseitig fest eingespannten Biegebalken	28
3.4	Corioliskraft an einer Sensorschleife	29
3.5	Balancierte Systeme durch Kraftkompensation in der Einspannung	32
3.6	Verlustmechanismen und Gütebestimmung	40
3.7	Simulationen des Sensors mit finiten Elementen (ANSYS)	41
3.7.1	Finite Elemente Methode	42
3.7.2	Randbedingungen und Lasten	43
3.7.3	Materialeigenschaften und Lösungsprozess	44
3.7.4	Parametervariation, Optimierung der Sensorstruktur	44
3.7.5	Statische Berechnung der primären Bewegung	45
3.7.6	Die Coriolisbewegung	46
3.7.7	Modalanalyse der Struktur, Empfindlichkeit der Dichtemessung	47
3.7.8	Simulation der balancierten Strukturen	49
3.7.9	Analyse der gestreckten Sensoren	49
3.7.10	Druckabhängigkeit des Sensors	50
3.8	Fluidmechanische Betrachtungen	52
3.8.1	Strömungsverhältnisse, Reynoldszahl	53
3.8.2	Strömungswiderstand und Druckverlust	54
4	<i>Technologische Umsetzung</i>	56
4.1	Kurzbeschreibung des Prozessablaufs	56
4.2	Herstellung der freitragenden Siliziumstrukturen	56
4.2.1	Anisotropes Nassätzen von Silizium	58
4.2.2	Ätzvorhalte	59

4.3	Fügen der Halbschalen zu Siliziumröhren	63
4.3.1	Silizium-Direktbonden	63
4.3.2	Anisotropes Ätzen nach dem Hochtemperatur-Silizium-Direktbonden	65
4.3.3	Mehrfachbond freitragender Siliziumstrukturen	66
4.4	Herstellung von Glasdeckeln mit Elektroden	67
4.5	Anodisches Bonden der Glasdeckelwafer	68
4.5.1	Pull-In Effekt beim anodischen Bonden	70
4.5.2	Maskensatz Siliziumröhren mit Glasdeckel	72
4.5.3	Verbesserte fluidische Anschlusstechnik	73
4.6	Vakuumdichte Verkapselung von Mikrostrukturen	76
5	<i>Kapazitive Messverfahren zur Charakterisierung mechanischer Resonatoren</i>	78
5.1	Übersprechen bei kapazitiven Auswerteverfahren	78
5.2	Kapazitive Auswertung mit zeitlicher Austastung	79
5.2.1	Anregesignalerzeugung und -austastung	80
5.2.2	Fourierreihe des Anregesignals	82
5.2.3	Kapazitive Auswertung der Sensorbewegung	85
5.2.4	Messung der Corioliskraft	87
5.2.5	Mikrokontroller, Regelalgorithmus und Schnittstellen	88
5.2.6	Demonstrator Dichtemessung	90
5.3	Kapazitive Auswertung durch Amplitudenmodulation	92
5.3.1	Resonanz durch Selbsterregung	93
6	<i>Charakterisierung der Strukturen</i>	95
6.1	Open Loop Messung, Schwingungsmoden der Doppelschleife	95
6.2	Dichtemessung von Flüssigkeiten	97
6.3	Gasdichtemessung	98
6.4	Empfindlichkeit und Auflösung der Dichtemessung	99
6.4.1	Druckabhängigkeit des Sensors	100
6.5	Massenflussbestimmung	101
6.6	Amplitude und Phase der gestreckten Resonatoren	103
6.7	Messung der doppelagigen Strukturen	103
6.8	Untersuchung der doppelagigen Strukturen im Vakuum	104
7	<i>Zusammenfassung und Ausblick</i>	106
8	<i>Literaturverzeichnis</i>	108
9	<i>Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen</i>	115
10	<i>Versicherung</i>	118
11	<i>Thesen zur Promotion</i>	119
12	<i>Lebenslauf</i>	120

Zeichen und Abkürzungen

Formelzeichen -Lateinische Buchstaben

A :	Schwingungsamplitude, Querschnittsfläche des Kanals, Integrationskonstante, Fläche der Kondensatorplatten, Amplitude
a :	Länge der Kondensatorplatte, Amplitude, Koeffizient lineare Regression, Parameter (Nullpunktversatz)
B :	Breite Vorhaltestruktur, Integrationskonstante
b :	Koeffizienten der linearen Regression
b :	Breite der Kondensatorplatte, Amplitude
BW :	Bandbreite
C :	Kapazität, Integrationskonstante
D :	Integrationskonstante
d :	Abstand im Plattenkondensator
d_0 :	Plattenabstand in Ruhelage
d_{hydr} :	Hydraulischer Durchmesser
E :	Elastizitätsmodul
\vec{E} :	Elektrischer Feldstärkevektor
e :	Eulersche Zahl
F :	Kraft
$\{F\}$:	Lastvektor
$F_C(r)$:	Coulombkraft
\vec{F}_C :	Corioliskraftvektor
F_m :	Rückstellende Federkraft
f :	Frequenz
f_R :	Resonanzfrequenz
H :	Ätztiefe
I_{yy} :	Flächenträgheitsmoment
$i(t)$:	Zeitabhängiger Strom
j :	Imaginäre Einheit
K :	Torsionsfederkonstante
$[K]$:	Steifigkeitsmatrix
k :	Federkonstante, Wellenzahl
L :	Länge Biegebalken, Länge Sensorschleife, Länge Vorhaltestrukturen
M :	Molare Masse
$[M]$:	Massenmatrix
$M_b(x)$:	Biegemoment
M_C :	Moment durch die Corioliskraft

m :	Masse
\dot{m} :	Massendurchfluss
m_{eff} :	Effektive Masse
m_S :	Masse Dichtespindel, Sensormasse
m_{Fl} :	Masse Fluid
n :	Stoffmenge
p :	Druck
Q :	Mechanische Güte, elektrische Ladung
$Q(x)$:	Querkraft
$q(x)$:	Streckenlast
q_0 :	Streckenlast, konstant
R :	Allgemeine Gaskonstante
$R\{\}$:	Reaktionsgeschwindigkeit
R^2 :	Bestimmtheitsmaß
R_a :	Rauheit
Re :	Reynolds-Zahl
r :	Radius, Abstand, Reibungskoeffizient
S_{equ} :	Vergleichsspannung
T :	Periodendauer, Temperatur
t :	Zeit
U :	Elektrische Spannung, Bondsspannung
U_A :	Anregespannung
u :	Knotenverschiebungen FEM
$\{u\}$:	Verschiebungsvektor
u_C :	Elektrische Spannung am Plattenkondensator
$u(t)$:	Zeitabhängige elektrische Spannung
$u(x)$:	Biegelinie
$u(x,t)$:	Biegelinie, dynamisch
V :	Volumen
\dot{V} :	Volumenstrom
V_S :	Teilvolumen Dichtespindel
v :	Strömungsgeschwindigkeit
\vec{v} :	Geschwindigkeitsvektor
W :	Elektrische Energie Plattenkondensator, Breite Sensorschleife, Energie Resonatorschwingung
w :	Strömungsgeschwindigkeit
x :	Weg, Ort
\dot{x} :	Geschwindigkeit
\ddot{x} :	Beschleunigung

\ddot{x} : Beschleunigungsvektor

Griechische Buchstaben

α : Ätzwinkel, Takte pro Zyklus
 β : Anzahl Anregetakte
 β_n : Koeffizienten der Schwingungsmoden
 ε : Dielektrizitätskonstante
 ε_0 : Elektrische Feldkonstante
 ε_r : Relative Dielektrizitätskonstante
 η : Dynamische Viskosität
 θ : Torsionswinkel
 $\hat{\theta}$: Spitzenwert des Torsionswinkels
 $\dot{\theta}$: Winkelgeschwindigkeit
 κ : Kopplungsfaktor
 μ : Lineare Massendichte
 π : Kreiszahl
 ρ : Dichte
 φ : Phasenwinkel, Potenzial
 ω : Kreisfrequenz
 $\vec{\omega}$: Winkelgeschwindigkeitsvektor
 ω_e : Eigenkreisfrequenz Resonator
 Ω_0 : Trägerfrequenz
 Ω_S : Signalfrequenz

Abkürzungen

CMP: Chemical Mechanical Polishing
DC: Direct Current
DDS: Direct Digital Synthesis
DIN: Deutsche Industrienorm
EDP: Ethylendiamin-Pyrokatechol
FEM: Finite Elemente Methode
FIC: Flow Indicator Controller
LCD: Liquid Crystal Display
LPCVD: Low Pressure Chemical Vapor Deposition
OPV: Operationsverstärker
PI: Pressure Indicator
PIC: Pressure Indicator Controller

PVD:	Physical Vapor Deposition
RIE:	Reactive Ion Etching
RISC:	Reduced Instruction Set Computing
TIC:	Temperature Indicator Controller
TTV:	Total Thickness Variation
VCO:	Voltage Controlled Oscillator
UV:	Ultraviolet

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit bei der Siemens AG in Berlin, Abteilung Corporate Technology, Materials and Microsystems – Coatings and Microsensors unter der hochschulseitigen Betreuung der Professur Mikrosystem- und Gerätetechnik der Technischen Universität Chemnitz.

Mein Dank gilt besonders:

- Prof. Dr. Wolfram Dötzel und Hr. Dr. Arno Steckenborn für die Betreuung der Arbeit, Diskussionen und Anregungen während der gesamten Zeit
- den beteiligten Mitarbeitern der Siemens AG, insbesondere Fr. Marina Groszkowski und Hr. Oliver Freudenberg für die Unterstützung bei der technologischen Umsetzung und Oliver Theile für Hilfestellungen bei Fragen der Messtechnik und Elektronik
- den Mitarbeitern der Professur Mikrosystem- und Gerätetechnik und des Zentrums für Mikrotechnologien der Technischen Universität Chemnitz, insbesondere Fr. Dr. Karla Hiller für Diskussionen und Rat im Bereich Mehrfachresonatoren und Verkapselung
- Jan Grahmann für Fachdiskussionen und Hinweise an zahlreichen Stellen
- den Mitarbeitern der Fachhochschule für Technik und Wirtschaft Berlin, Studiengang Mikrosystemtechnik, besonders Prof. Rainer Hankel und Prof. Bernd Hagen, für die Benutzung des Elektroniklabors, Diskussionen und Unterstützung
- meinem neuen Arbeitgeber Gärtner Electronic Design, der mir den nötigen Freiraum für Prüfungen und Prüfungsvorbereitung einräumte

Und nicht zuletzt gilt mein Dank meiner Frau Sabine, die mit ihrer Unterstützung, Geduld und Verständnis sehr zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat.

1 Einführung

Für die chemische Industrie, die Pharmazie und auch für die Biotechnik gewinnt die Mikroreaktionstechnik zunehmend an Bedeutung. Ein großer Vorteil der Miniaturisierung ist dabei das größere Verhältnis von Oberfläche zu Volumen und damit eine erheblich bessere Kontrolle der Prozessparameter. Hoch exotherme Reaktionen, die im konventionellen Maßstab erhebliche Sicherheitsmaßnahmen erfordern, können durch kleine Probenvolumina und Kanalquerschnitte mit reduziertem Aufwand (z. B. durch einfachere Synthesewege mit geringeren Hilfsstoffanteilen) durchgeführt oder erst ermöglicht werden. Die Entwicklungskosten und -zeiten können durch kleinere Mengen und ein erhöhtes Maß an Automatisierung reduziert werden und letztendlich könnten auch Probleme für mittlere und große Produktionsvolumen (scale up) durch Parallelisierung von Mikroreaktoren (numbering oder equaling up) umgangen werden. Mikroreaktoren, -wärmetauscher und -mischer für kontinuierlichen Stoffumsatz wurden vorgestellt und erreichen in nächster Zeit Industriereife [1].

Entscheidend für die erfolgreiche Realisierung eines Mikroreaktionssystems ist die Kontrolle der Prozessparameter Druck, Temperatur und Konzentration (Abbildung 1). Hierbei sollen möglichst wenige Materialien in Kontakt mit dem Medium gelangen, weshalb die Druck- und Temperaturmessung beispielsweise hinter dünnen Glas-, Silizium- oder Edelstahlmembranen realisiert wurde [2]. Die Konzentration der Edukte und Produkte bei kontinuierlichen Reaktionen ergibt sich aus der jeweils zu- und abgeführten Stoffmenge sowie der Geometrie des Mikroreaktors. Die Stoffmenge ist proportional zum Massenfluss und kann bei bekanntem Medium über die Molmasse aus diesem bestimmt werden. Mit herkömmlichen Sensoren, die in Mikrotechnik realisiert wurden, wird der Massenfluss aus dem Volumenstrom und der Dichte errechnet. Eine direkte Bestimmung des Massenflusses ist auch an vielen anderen Stellen von Interesse, da beispielsweise der Brennwert von Kraftstoffen von der Masse abhängt, nicht vom Volumen.

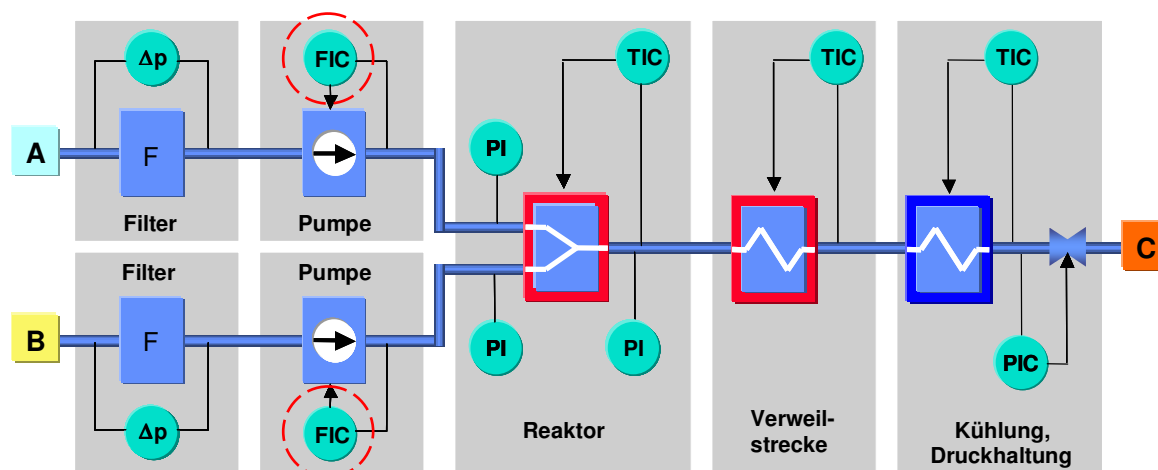


Abbildung 1: Prinzip Mikroreaktion mit kontinuierlichem Durchsatz, Sensoren und Aktoren für die Erfassung und Regelung von Druck (Δp /PI/PIC), Temperatur (TIC) und Durchfluss (FIC), rot hervorgehoben: Durchfluss- idealerweise Massenflussbestimmung und -regelung

Diese Arbeit soll dazu beitragen, die Möglichkeiten der direkten Massenflussbestimmung auf Grundlage der Corioliskraft im mikrotechnischen Maßstab abzuschätzen. Bei diesem Messprinzip ist die Bestimmung der Dichte prinzipbedingt mit einbegriffen und unterliegt sehr ähnlichen Optimierungsansätzen wie die Corioliskraftmessung. Massenflusssensoren nach dem Coriolisprinzip sind daher auch immer hochgenaue Dichtesensoren, die zum einen in der

Analytik eingesetzt werden können oder in Zusammenwirken mit einer Volumenstrommessung den Massenfluss ermitteln können. Aufbauend auf dem aktuellen Stand von Forschung und Entwicklung wurden mehrere Sensordesigns entwickelt und technologisch umgesetzt. Die Funktion der Sensoren wurde mit verschiedenen Messaufbauten nachgewiesen und Sensorparameter bestimmt.

Zunächst sollen verschiedene Messprinzipien für die Dichte- und Massenflussbestimmung vorgestellt und hinsichtlich des Nutzens für die Mikroverfahrenstechnik diskutiert werden.

1.1 Die Dichte und Prinzipien der Dichtemessung

Die Dichte eines Festkörpers, einer Flüssigkeit oder eines Gases beschreibt die Masse bezogen auf ein bestimmtes Probenvolumen:

$$\rho = \frac{dm}{dV} \quad [\rho] = \frac{kg}{m^3} = 10^{-3} \frac{g}{cm^3}.$$

Gleichung 1: Definition der Dichte und die abgeleitete SI-Einheit

Verfahren zur direkten Bestimmung der Dichte gibt es wenige, ein Beispiel ist die Absorption von Gammastrahlen [3]. Sie hängt direkt von der Massendichte des Materials ab. Entsprechende Verfahren werden vor allem für Festkörper eingesetzt. Die Messgeräte unterliegen aufgrund der Radioaktivität hohen Sicherheitsauflagen und sind daher teuer und wartungsintensiv. Günstiger sind Verfahren, die die Masse eines bekannten Volumens bestimmen und z. B. den Auftrieb nutzen.

Bei der Massenbestimmung kann nach Ermittlung der schweren oder der dazu äquivalenten trägen Masse unterschieden werden. Die schwere Masse wird durch eine Messung der Gewichtskraft durchgeführt, auch eine Auftriebsmessung kann bei der Massenbestimmung von Flüssigkeiten dazu gezählt werden. Hierbei wird ein Probekörper mit ungleich verteilter Dichte (Abbildung 2) in das Probemedium eingetaucht. Die Dichte des Mediums bestimmt die Auftriebskraft, wodurch die Spindel entsprechend tief eintaucht. Dichtespindeln mit sehr fein abgestuften Messbereichen sind erhältlich, so dass die Genauigkeit erhöht wird ($<0,01 \text{ g/cm}^3$). Dieses Verfahren kann begrenzt automatisiert werden, z. B. durch optische oder magnetische Auswertung. Zwingend erforderlich ist jedoch immer die Phasengrenze zwischen dem zu bestimmenden Medium und einem Gas oder einer Flüssigkeit anderer Dichte (meist Luft).

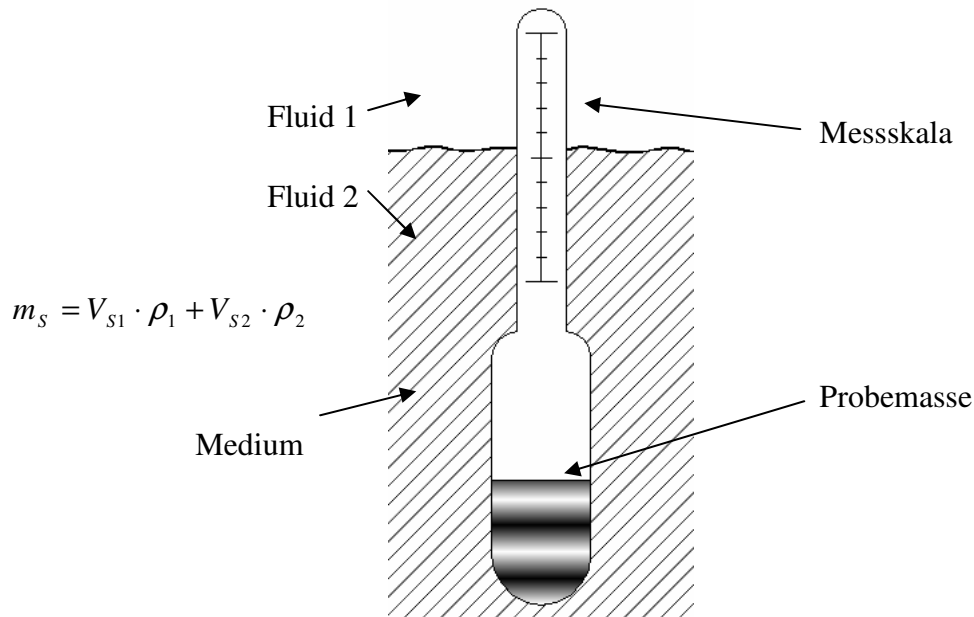


Abbildung 2: Dichtespindel nach dem Prinzip von Archimedes, die Dichte der Flüssigkeit entspricht dem Quotienten aus Spindelmasse und dem verdrängten Flüssigkeitsvolumen (für $\rho_1 \ll \rho_2$)

Die Bestimmung der trägen Masse erfolgt über die Beschleunigung der Testsubstanz. Konstruktiv günstig umzusetzen ist hierzu eine resonante Schwingung eines definierten Probevolumens, insbesondere einer Röhre. Das zu bestimmende Medium muss dabei die bewegliche Masse des Resonators beeinflussen (Abbildung 3).

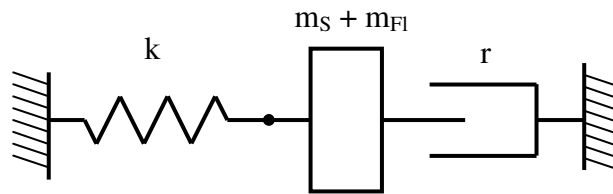


Abbildung 3: Gedämpftes Feder-Masse-System schematisch, die bewegte Masse setzt sich aus der festen Sensormasse sowie der zusätzlichen Masse durch das Fluid zusammen

Damit bestimmt die Dichte des Mediums die Eigenfrequenz des Systems nach folgendem Zusammenhang, der auf einem einfachen Feder-Masse-Schwinger beruht:

$$\omega_e^2 = \frac{k}{m_s + m_{Fl}}$$

$$m_{Fl} \sim \frac{1}{\omega_e^2} + a \quad .$$

Gleichung 2 und Gleichung 3: Eigenfrequenz einer Messröhre mit geführttem Fluid

Die physikalischen Hintergründe sollen im Abschnitt 2.1 näher diskutiert werden. Man erkennt in Gleichung 2 jedoch bereits, dass die Masse des Sensors m_s ein absolutes Glied für die Dichtebestimmung darstellt und daher möglichst klein ausfallen sollte. Eine resonant angeregte Messröhre sollte dementsprechend möglichst dünnwandig und von geringer Dichte sein.

1.2 Dichtebestimmung mit einer Silizium-Messröhre

Ein günstiges Herstellungsverfahren für Siliziumröhren in Volumenmikromechanik nutzt die Anisotropie des einkristallinen Siliziums beim nasschemischen Ätzen in alkalischen Lösungen. Durch geeignete Ätzverfahren von entsprechend geschnittenen Siliziumwafern ($\{100\}$ -Orientierung der Oberfläche) können Strukturen mit glatten Begrenzungsflächen im typischen Winkel von $\alpha = 54,7$ Grad zur Oberfläche des Wafers hergestellt werden. Daraus können Röhren mit sechseckigem Querschnitt hergestellt werden (Abbildung 4).

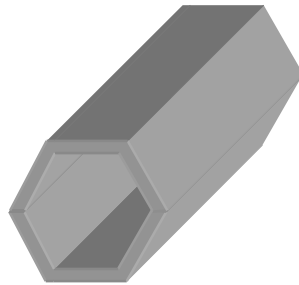


Abbildung 4: Siliziumröhre durch anisotropes Ätzen von einkristallinem Silizium

Vorteil dieser Röhren sind planparallele und dadurch dünne Kanalwände bei besseren mechanischen und fluidischen Eigenschaften, als sie beispielsweise ein rechteckiger Querschnitt bietet. Mögliche Designvarianten zeigt Abbildung 3. Der einfachste Aufbau, eine zweiseitig fest eingespannte Röhre, schwingt mit hoher Resonanzfrequenz und wird eine große Steifigkeit und damit kleine Auslenkungen aufweisen. Die zusätzlich zur Bestimmung des Massenflusses nutzbare Corioliskraft tritt jedoch auch auf. Günstiger ist eine einseitig eingespannte Röhre in U-Form, da deren Biegesteifigkeit deutlich geringer ist und größere Auslenkungen möglich sind.

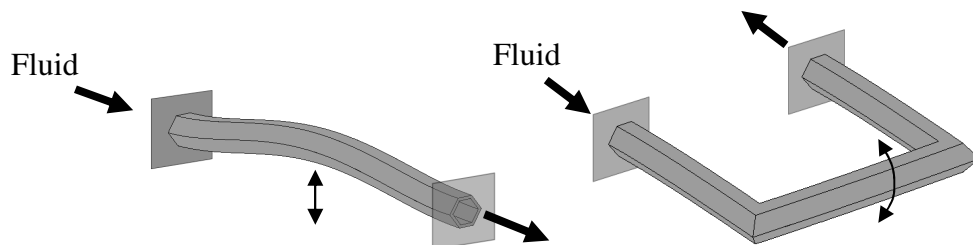


Abbildung 5: Siliziumröhren zur Dichtemessung, links: gestrecktes Messrohr, rechts: U-Form

Einzelne Arbeiten zur Dichtemessung von Flüssigkeiten und Gasen in Mikrotechnik wurden vorgestellt [4][5], auch Studien und erste Prototypen in Oberflächenmikromechanik mit einem Kanaldurchmesser bis hinunter zu 10 Mikrometern konnten bereits realisiert werden [6][7][8][9], die Mehrzahl der Dichtesensoren ist jedoch weiterhin in herkömmlicher Technologie hergestellt [10].

1.3 Prinzipien der Durchflussmessung

Die Bestimmung des Massendurchflusses spielt in der Mikroverfahrenstechnik eine zentrale Rolle. Die Masse ist bei bekanntem Medium ein direktes Maß für die Stoffmenge und damit neben Druck und Temperatur einer der entscheidenden Reaktionsparameter. Vielfach wird auch aufgrund mangelnder geeigneter Messverfahren auf die Bestimmung des Volumenstroms oder der Strömungsgeschwindigkeit zurückgegriffen, daher sollen auch diese Verfah-

ren und ihre Bedeutung für die Mikroverfahrenstechnik auszugsweise vorgestellt werden [11][12].

1.3.1 Volumenstrommesser

Volumenstrommesser werden nach Volumenzählern und Strömungszählern unterteilt (DIN 19201). Typisch für Volumenzähler ist die Quantisierung des Mediums durch einzelne Messkammern und damit die unmittelbare Volumenstrombestimmung. Sie sind prinzipiell in ihrer Funktionsweise umkehrbar und können in Verbindung mit einem geeigneten Antrieb als Pumpen ausgelegt werden. Daher können auch Pumpen mit quantisiertem Fördervolumen wie Schlauchpumpen oder Kolbenpumpen in diese Gruppe gezählt werden. Für die mikrotechnische Umsetzung sind Volumenzähler wenig geeignet, da sie rotierende oder im hohen Maße bewegliche Teile erfordern und verschiedene Messkammern gegeneinander abgedichtet werden müssen. Zudem führt ein Messverfahren mit quantisierter Volumenzählung in der Regel zu Druckschwankungen und pulsierenden Strömungen.

Mittelbare Volumenzähler oder auch Strömungszähler bestimmen die Strömungsgeschwindigkeit des Mediums. Dabei kann die Geschwindigkeitsverteilung die Messung stark beeinflussen, ebenso wie auch Eigenschaften des Fluids wie z. B. die Viskosität. In Abbildung 1 sind verschiedene Strömungsmessverfahren und ihre Bedeutung für die Miniaturisierung dargestellt.

Messprinzip	Beschreibung	Miniaturisierbarkeit, Bemerkungen
Schwebekörper, beweglicher Staukörper	Schwebender Keil in senkrechter Röhre oder Staukörper im Medium, mit und ohne Rückstellfeder	Schwebekörper problematisch [13], Stauklappe (Zunge) möglich, Auswertung und aggressive Medien problematisch
Schalen- und Flügelräder	Drehfrequenz eines Flügelrades in der Strömung	Ungeeignet für kleine Strömungsgeschwindigkeiten, bewegliche Teile, daher schlecht miniaturisierbar
Wirbelmesser	Wirbelablösefrequenz an Staukörpern	Wirbelzählung über Drucksensoren oder optisch auch miniaturisiert möglich, nur für größere Volumenflüsse [14]
Staudruckbestimmung	Drucksensor in der Strömung, z. B. gerade angeströmt	miniaturisierbar, aber absolutdruckabhängig und Einfluss der Fluidparameter [15]
Druckabfall an Drosseln	Wirkdruckverfahren, Düse, Blende oder einfacher Rohrabschnitt als Drossel, Druckdifferenzmessung	miniaturisierbar, kein Kontakt zum Medium wenn z. B. Membranen verwendet werden aber absolutdruckabhängig und Einfluss der Fluidparameter
Thermische Verfahren	Hitzdraht oder Heißfilmsonden im Kanal, Fluid überträgt Wärmemenge	gut miniaturisierbar, kurze Messzeiten, problematisch in aggressiven Medien und Einfluss der Fluidparameter
Magnetisch/induktive Verfahren	Magnetfeld und bewegtes Fluid mit Ladungsträgern führen zu einer Spannung senkrecht zu beiden	Schlechte Miniaturisierbarkeit, Ladungsträger (Ionen) erforderlich [16][17]

Akustische Verfahren	Doppler-Effekt von Schallwellen	Bedingt miniaturisierbar, geringe Genauigkeit bei kleineren Abmessungen, [18]
Optische Verfahren	Optische Auswertung von Partikeln oder Wirbel, Laser-Doppler-Anemometer,	Zur Strömungsvisualisierung, bedingt miniaturisierbar
Korrelationsverfahren	Laufzeitmessung von Inhomogenitäten im Fluid wie Partikel, Wirbel, Gasblasen oder lokale Erwärmung mit mind. zwei Messaufnehmern	Eigenschaft muss stabil sein und die gleiche Strömungsgeschwindigkeit wie das Fluid aufweisen, erhöhter Mess- und Auswerteaufwand

Tabelle 1: Übersicht Strömungsmessverfahren

Besondere Bedeutung in der Mikrotechnik haben die thermischen Messverfahren, da die Miniaturisierbarkeit von Wärmequellen (Heizwiderstände) nahezu unbegrenzt ist [19]. Man kann Sensoren nach dem Abkühlprinzip unterscheiden, welche Verlustwärme erzeugen und abhängig von Strömungsgeschwindigkeit und Wärmeleitfähigkeit des Mediums abgekühlt werden. Die Temperaturmessung erfolgt im einfachsten Fall über eine Widerstandsmessung des selben Elements. Beim Aufwärmprinzip dagegen werden zusätzlich zur Wärmequelle ein oder mehrere Temperatursensoren hinter und gegebenenfalls auch vor dieser platziert. Vorteilhaft ist neben der Miniaturisierbarkeit die hohe Genauigkeit und der geringe Aufwand an Messtechnik. Nachteilig wirken sich verschiedene Materialien in der Messsubstanz sowie die Erwärmung des Fluids aus.

1.3.2 Massenfluss und Massenflusssensoren

Der Massenfluss, auch als Massenstrom oder Durchsatz bezeichnet, beschreibt die Masse eines Mediums, die eine bestimmte Querschnittsfläche A passiert, bezogen auf die Zeit:

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt} \quad \text{bzw.} \quad \dot{m} = \int (\rho \cdot v) dA$$

$$[\dot{m}] = \frac{kg}{s}$$

$$\dot{m} = \rho \cdot \dot{V}$$

Gleichung 4: Definition des Massenflusses und die abgeleitete SI-Einheit sowie Zusammenhang von Massenfluss und Volumenstrom

Verfahren, die aus der Feinwerktechnik zur direkten Massenflussbestimmung bekannt sind, sind beispielsweise die Messwertermittlung durch Strömungsmodulation [20] oder durch Drehimpulsübertragung. Beide Verfahren sind aufgrund von rotierenden oder sehr beweglichen Teilen für die Miniaturisierung wenig geeignet.

Ein weiteres Verfahren zur direkten Bestimmung des Massenflusses ist unter Ausnutzung der Corioliskraft möglich. Sensoren nach diesem Prinzip werden z. B. aus Edelstahl oder Glas gefertigt mit einem Durchmesser von 1,5 mm [21] bis hin zu Metern [22][23]. Auch einzelne miniaturisierte Messwertaufnehmer zur Bestimmung des Massenflusses und Flüssigkeiten und Gasen wurden vorgestellt [24][25][26][27]. Die Möglichkeit der kombinierten Viskosi-

tätsmessung mit einem Coriolis Massenflusssensor wurde ebenfalls vorgeschlagen und bereits umgesetzt [28].

Die Corioliskraft tritt bei geradlinig geführten Bewegungen innerhalb eines rotierenden Bezugssystems auf. Sie lässt sich aus den Gesetzen der klassischen Physik herleiten und wird auch als Scheinkraft bezeichnet [29]:

$$\vec{F}_C = 2 \cdot m \cdot \vec{v} \times \vec{\omega}.$$

Gleichung 5: Die Corioliskraft in vektorieller Schreibweise

In der Mikrotechnik sind Systeme mit konstanter Winkelgeschwindigkeit schwer zu realisieren (rotierende Teile); ein Beispiel ist die Fluid-Disk [30][31]. Jedoch kann man auch bei einer Biegeschwingung unter gewissen Einschränkungen von einer Winkelgeschwindigkeit sprechen. Aufgrund der harmonischen Änderung der Winkelgeschwindigkeit der Biegung ergibt sich ebenso eine harmonische Schwingung aus der Corioliskraft. Die Corioliskraft regt hierbei eine andere Schwingungsmoden der Struktur an, welche der Primärbewegung überlagert ist.

Verschiedenste Rohrformen sind möglich und werden in entsprechenden Messgeräten verwendet, eine Auswahl zeigt Abbildung 6.

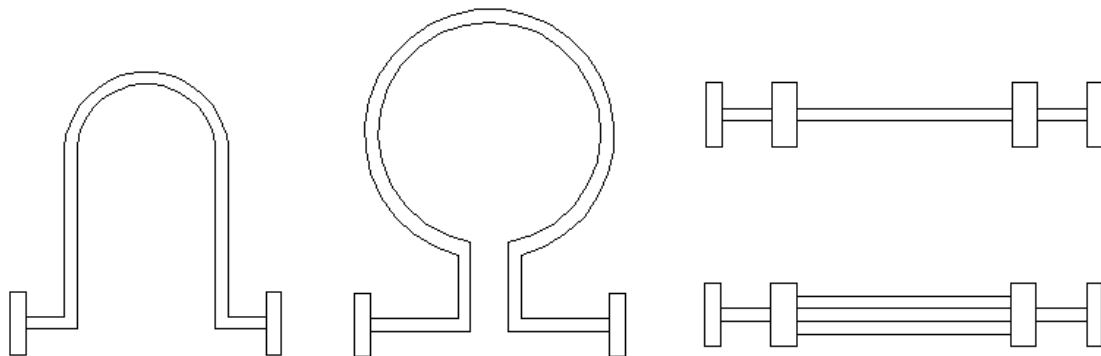


Abbildung 6: Messrohre zur Massenflussbestimmung, links: U-Rohr, Mitte: Ω-Rohr, rechts: gestrecktes Rohr und gestrecktes Doppelrohr

Die physikalischen Grundlagen wie die resonante Schwingung, sowie Verfahren zur Anregung der Bewegung und zur Detektion der Corioliskraft werden in Kapitel 2 näher vorgestellt.

2 Sensorprinzip und Auswerteverfahren

2.1 Mechanische Resonatoren

Die Resonanzüberhöhung bei mechanischen Schwingungen kann in vielen technischen Anwendungen negative Auswirkungen haben. Wird ein Bauteil zu unkontrollierten Schwingungen angeregt, kann es beschädigt werden und ausfallen. Entsprechend werden beispielsweise Pkws intensiv auf Resonanzen untersucht und entsprechend gedämpft oder verstärkt.

Wenn man die Auslenkung kontrolliert, kann man mechanische Schwinger in Resonanz jedoch technisch nutzbar machen, beispielsweise als Messwertaufnehmer. Hierbei beeinflusst die Messgröße mindestens eine der charakteristischen Größen des Resonators. Aus dem Prinzipbild (Abbildung 3) ergibt sich folgende Differentialgleichung der gedämpften Schwingung [32]:

$$m \ddot{x} + r \dot{x} + kx = F(t).$$

Gleichung 6: Kräftegleichgewicht eines Masse-Federsystems

Sie beschreibt die verschiedenen Kräfteanteile Trägheitskraft, Reibungskraft und rückstellende Federkraft (Steifigkeit) im dynamischen Gleichgewicht mit der von außen angreifenden Kraft $F(t)$. Aus der Lösung dieser Differenzialgleichung lassen sich unter anderem die Eigenfrequenz ω_e und die Resonatorgüte Q definieren, welche ein Maß für die Amplitudenüberhöhung bei resonanter Anregung darstellt:

$$\omega_e^2 = \frac{k}{m} \quad Q = \frac{\sqrt{m \cdot k}}{r}.$$

Gleichung 7: Eigenfrequenz und Güte des mechanischen Resonators

Die Veränderung der Reibung r kann beispielsweise für Drucksensoren gerade für niedrige Drücke verwendet werden (z. B. 1 μ bar...100 mbar in [33]). Eine Änderung der Federsteifigkeit kann zur Temperatur- oder Feuchtemessung eingesetzt werden. Vielfältige Anwendung findet die Änderung der schwingenden Masse. Sie wird zur Bestimmung der abgeschiedenen Schichtdicke in PVD-Anlagen verwendet oder auch bei chemischen Sensoren zur Konzentrationsbestimmung bestimmter Teilchen, die die bewegte Masse ändern. Hierzu werden bevorzugt Quarze eingesetzt [34].

Die technische Ausführung von Resonatoren führt zu einer Unterscheidung nach der Art der Bewegung. Für die Dichte- und Massenflussbestimmung sind folgende Resonatortypen von besonderem Interesse (Tabelle 2).

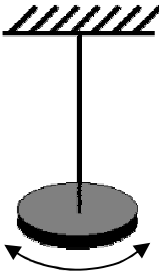

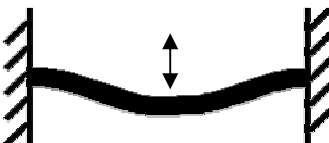
Art des Resonators	Prinzipbild	Besonderheit
Torsionsschwinger		<ul style="list-style-type: none"> - Massenträgheitsmoment ersetzt die Masse in Gleichung 6 - Rückstellendes Moment durch Torsionsfeder
Biegeschwinger einseitig eingespannt		<ul style="list-style-type: none"> - rückstellende Kraft durch Biegung des Balkens - Verformung lässt sich aus der Linie des Biegebalkens bestimmen
Biegeschwinger zweiseitig eingespannt		<ul style="list-style-type: none"> - zweiseitige Einspannung führt zu höherer Steifigkeit - Längskräfte können auftreten und die Steifigkeit beeinflussen („Gitarrensaite“)

Tabelle 2: Auswahl von Prinzipien mechanischer Resonatoren

Basierend auf diesen Grundtypen des einseitig und zweiseitig eingespannten Biegebalkens ergeben sich unter Berücksichtigung der Herstellungsverfahren für die Mikrotechnik verschiedene Varianten, die in Abschnitt 3.2 vorgestellt werden sollen.

2.2 Anrege- und Auswerteverfahren resonanter Sensoren

Zur Erzeugung der externen Kraft $F(t)$ zur resonanten Anregung der Strukturen bieten sich verschiedene Anregeprinzipien an, die im Folgenden erläutert werden. Um die Strukturen auch als Messwertaufnehmer nutzen zu können, ist die zusätzliche Bestimmung der Sensorbewegung notwendig. Varianten der Auswertung werden ebenfalls kurz diskutiert.

2.2.1 Magnetische Anregung und Auswertung

Ein Anrege- und Messverfahren, das vor allem in der Feinwerktechnik verwendet wird, nutzt elektromagnetische Systeme. Beispielsweise kann an einer schwingungsfähigen Röhre oder Schleife ein Dauermagnet fest angebracht werden, auf den mit einem entsprechend positionierten Elektromagneten eine variable Kraft ausgeübt wird. Da die veränderliche Lage des Resonators auch die Induktivität der Spule beeinflusst, kann über die Phasenlage von Spannung und Strom theoretisch auch auf die Schwingung des Sensors rückgeschlossen werden. Für die hochgenaue Messung der Bewegung der Struktur wird jedoch meist ein zusätzlicher Sensor zur Detektion der Bewegung eingesetzt, beispielsweise durch eine zweite Messspule, an der durch Induktion eine Spannung abfällt. Für die Miniaturisierung sind diese Systeme im Allgemeinen ungeeignet.

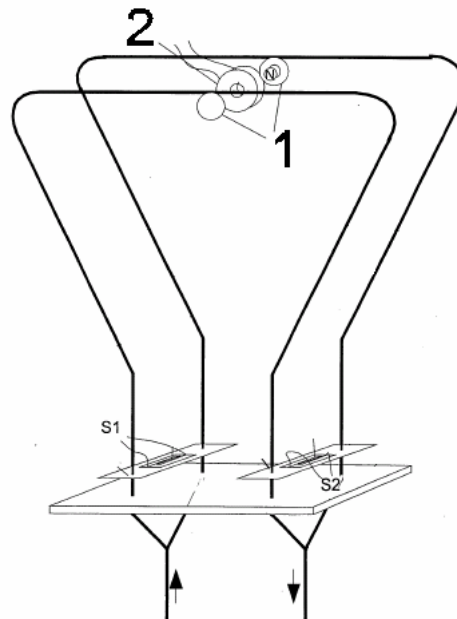


Abbildung 7: Prinzipbild eines Durchflussmessers mit elektromagnetischer Anregung, 1: Dauermagneten, 2: Anregespule, S1 und S2: Dehnungsmessstreifen zur Gewinnung des Messsignals [35]

Deutlich besser miniaturisierbar und daher in der Mikrotechnik etabliert ist das Prinzip der elektrostatischen Anregung.

2.2.2 Elektrostatische Anregung

Zwischen unterschiedlichen elektrischen Ladungen q_1 und q_2 im Abstand r wirkt eine Kraft, die Coulombkraft genannt wird, benannt nach dem französischen Physiker Charles Augustin de Coulomb (1736-1806):

$$F_c(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}.$$

Gleichung 8: Coulombkraft zwischen unterschiedlichen Ladungen

Die aufgebrachte Energie zur Trennung der Ladungen führt zu einer potenziellen Energie, die durch das Potenzial ϕ oder die Potenzialdifferenz bzw. Spannung U beschrieben wird. Im Fall von ruhenden Ladungen entsteht ein elektrostatisches Feld \vec{E} , das der Kraftwirkung auf eine Probeladung entspricht und durch Feldlinien, die die Kraftrichtung angeben, beschrieben werden kann.

Ein homogenes elektrisches Feld \vec{E} entsteht idealerweise im Plattenkondensator. Auf beiden Platten sind die Ladungen $+Q$ und $-Q$ gleichmäßig verteilt, so dass Äquipotenzialflächen entstehen. Es kann gezeigt werden, dass im Plattenkondensator gilt [36]:

$$U = \frac{Q \cdot d}{\varepsilon \cdot A}$$

$$\frac{Q}{U} = \frac{\varepsilon \cdot A}{d} = C.$$

Gleichung 9: Grundbeziehungen am Plattenkondensator

Dabei ist C die Kapazität des Plattenkondensators. Die gespeicherte Energie errechnet sich aus der Spannung und dem Ladestrom zum Aufbau des elektrischen Feldes:

$$W = \int_0^{t_1} u(t) \cdot i(t) dt = \int_0^{Q_1} u(t) \cdot dQ = \int_0^{U_c} u du = \frac{1}{2} C \cdot U_c^2.$$

Gleichung 10 Energie des elektrostatischen Feldes im Plattenkondensator

Daraus lässt sich die Kraft auf die Kondensatorplatten aufgrund des elektrischen Feldes bestimmen:

$$F_{el} = \frac{dW_{el}}{dx} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon \cdot A}{d^2} \cdot U_c^2.$$

Gleichung 11 Elektrostatische Kraft im Plattenkondensator

Für die elektrostatische Anregung mit plattenartigen Anregeelektroden benötigt man demnach hohe elektrische Spannungen, einen geringen Plattenabstand und möglichst große Flächen, um ausreichende Kräfte zu erzeugen. Die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r$ setzt sich aus der elektrischen Feldkonstante $\varepsilon_0 = 8,85419 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$ und der relativen Dielektrizitätskonstanten ε_r des Mediums im Kondensatorspalt zusammen, das nur bedingt durch ein anderes Medium ersetzt werden kann.

Dennoch kann die elektrostatische Kraft gerade in mikrotechnischen Anwendungen genutzt werden, beispielsweise für Schwingspiegel, Modulatoren oder Drehratensensoren. Es werden teilweise mehrere hundert Volt Anregespannung verwendet oder die Auslenkung wird durch mechanische Resonanz der Struktur erhöht. Die Elektrodenflächen können durch geeignete Kammstrukturen vergrößert werden.

2.2.3 Pull-In Effekt bei der elektrostatischen Anregung

Ein Effekt, der bei der elektrostatischen Anregung eine Rolle spielen kann, ist der Pull-In Effekt. Er beruht darauf, dass die elektrostatische Kraft im Plattenkondensator mit einer beweglichen Elektrode gemäß Gleichung 11 mit kleiner werdendem Abstand stark ansteigt. Nimmt man an, dass die bewegliche Elektrode an einer linearen Feder aufgehängt ist (Abbildung 8), so steigt die mechanische Gegenkraft weniger stark an als die elektrostatische Kraft. Für einen Plattenkondensator kann gezeigt werden, dass bei einer statischen Auslenkung von einem Drittel des Spaltabstandes der Pull-In Effekt eintritt und die bewegliche Elektrode an die Anregeelektrode „anklappt“ [37]. Die Auslenkung des Sensors wird mit x bezeichnet, der Plattenabstand im kräftefreien Zustand mit d_0 .

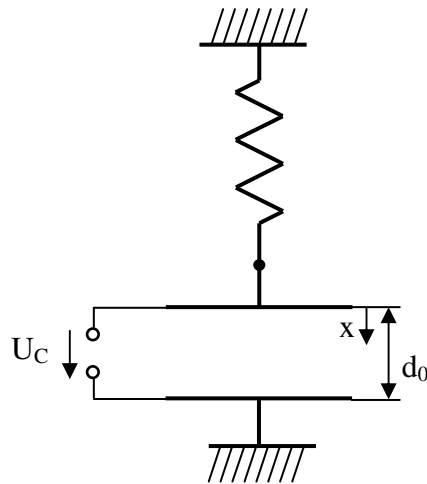


Abbildung 8: Plattenkondensator mit einer beweglichen Elektrode

Durch Gleichsetzen der elektrostatischen Kraft (Gleichung 11) und der linearen mechanischen Gegenkraft $F_m = k \cdot x$, erhält man die einen Zusammenhang zwischen der Spannung und der statischen Auslenkung (Gleichung 12):

$$k \cdot x = \frac{1}{2} \frac{\epsilon \cdot A}{(d_0 - x)^2} \cdot U_C^2.$$

Gleichung 12: Kräftegleichgewicht bei statischer Auslenkung

Umgestellt nach U_C ergibt sich der Verlauf der elektrostatischen Spannung über dem Abstand der Elektroden im Kräftegleichgewicht:

$$U_C = \sqrt{\frac{2 \cdot k \cdot x}{\epsilon \cdot A}} \cdot \sqrt{(d_0 - x)^2} = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{\epsilon \cdot A}} \cdot \sqrt{x} \cdot (d_0 - x).$$

Gleichung 13: Elektrostatische Spannung über der Auslenkung

In Abbildung 9 erkennt man, dass es zu jeder Anregespannung zwei mögliche Auslenkungen gibt. Dabei sind die Punkte im ersten Drittel stabil und umkehrbar, wohingegen Auslenkungen über einem Drittel des Spaltabstandes dazu führen, dass eine weitere Auslenkung zu einer Verminderung der potenziellen Energie des elektrischen Feldes führt, weshalb die Struktur selbständig anklappt.

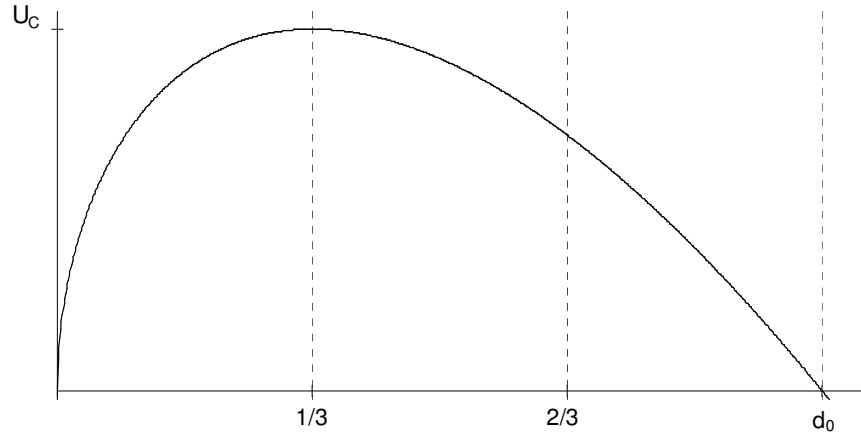


Abbildung 9: Anregespannung über der Auslenkung

Zur Bestimmung des Pull-In Abstandes werden die Ableitungen der Spannungsfunktion ermittelt:

$$\frac{dU_c}{dx} = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{\epsilon \cdot A}} \cdot \frac{d_0 - 3x}{2 \cdot \sqrt{x}}$$

$$\frac{d^2U_c}{dx^2} = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{\epsilon \cdot A}} \cdot \frac{-(d_0 + 3x)}{4 \cdot x^{3/2}}.$$

Gleichung 14: Ableitungen der Spannung über dem Abstand

Aus dem Nulldurchgang der ersten Ableitung ergibt sich ein Extremum bei einem Drittel d_0 , das durch Einsetzen in die zweite Ableitung wie vermutet ein Maximum darstellt. Wird diese Maximalspannung an einen derartigen Plattenkondensator angelegt, klappt die Elektrode an. Je nach Beschaffenheit der Elektroden und der Spannungsquelle kann dies zu hohen Strömen oder mechanischen Kräften führen, die das Sensorelement zerstören können, man kann den Effekt jedoch auch für größere Auslenkungen nutzen [38].

Der Pull-In Effekt kann auch während des Herstellungsprozesses auftreten, wenn sich beispielsweise Strukturen unterschiedlich elektrostatisch aufladen. Ein weiteres Beispiel ist das anodische Bonden, bei dem gezielt eine hohe Gleichspannung zur Unterstützung des Bondprozesses angelegt wird.

Bei der elektrostatischen Anregung resonanter Strukturen müssen weitere Größen in das Kräftegleichgewicht (Gleichung 12) einbezogen werden. Die Trägheit der Masse sowie eine geschwindigkeitsproportionale Reibung führen zur Differentialgleichung des Feder-Masseschwingers entsprechend Gleichung 6. Auch hier kann der Pull-In Effekt eintreten. Da bei hoher Güte des Resonators jedoch deutlich geringere Spannungen verwendet werden können, sind auch Auslenkungen größer als ein Drittel der Spaltbreite gefahrlos möglich.

2.2.4 Optische Auswertung

Zur einfachen und genauen Auswertung der Bewegung resonanter mikromechanischer Strukturen werden im Laborversuch häufig optische Verfahren eingesetzt. Mit Hilfe von Interfero-

metern kann die Bewegung bis in den Nanometerbereich nachvollzogen werden. Meist ist die Ortsauflösung dabei aber gering und der Aufwand an Messinstrumenten hoch. Man benötigt eine kohärente Lichtquelle (Laser), Strahlenteiler und einen Detektor. Eine Integration dieses Auswerteverfahrens auf Chipebene ist, wenn überhaupt, nur mit großem Aufwand möglich [39].

Ein vereinfachtes Verfahren mit gebündeltem Lichtstrahl zeigt Abbildung 10. Eine resonante Struktur mit Kippbewegung lenkt den Strahl ab und wird auf einem Photodetektor mit örtlicher Auflösung ausgewertet. Dabei sind auf dem Photodetektor entweder getrennte photoresistive Flächen ausgeführt (z.B. Vierquadrantenphotodetektor) oder verschiedene Kathoden, deren Strom durch die Lage des auftreffenden Lichtpunktes moduliert wird.

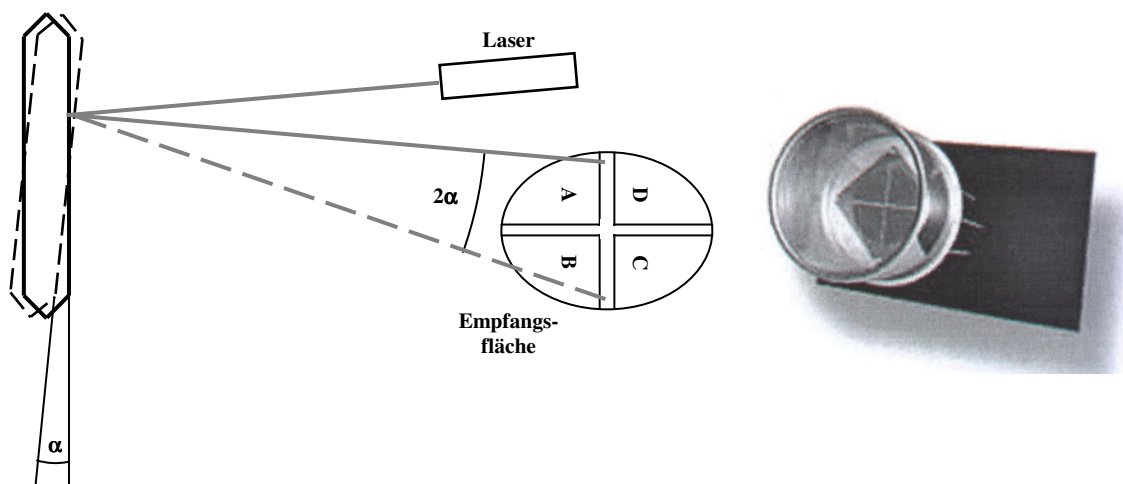


Abbildung 10: Optische Schwingungsmessung durch Strahlablenkung, links: Messaufbau schematisch, rechts: Vierquadrantenphotodetektor der Firma Centronic (QD7-5T) [40]

Der messtechnische Aufwand ist geringer, dennoch ist auch dieses Verfahren für die Miniaturisierung und Integration schlecht geeignet. Die Umsetzung eines solchen Messplatzes für die Dichtemessung mit resonanten Mikrostrukturen wird in [41] beschrieben.

Für die Untersuchung von Mikrostrukturen unter Laborbedingungen haben zudem Konfokalmikroskope Bedeutung erlangt, die einen Laser oder Weißlicht auf z. B. eine Mikrostruktur fokussieren. Entsprechende Rastermikroskope können vertikal ebenfalls bis in den Nanometerbereich auflösen, die laterale Auflösung beträgt typischerweise einige Mikrometer. Für dynamische Messungen sind diese Messsysteme nur bedingt geeignet [44].

2.2.5 Piezoresistive Auswertung

Im Bereich der mikrotechnisch hergestellten Drucksensoren hat sich das piezoresistive Auswerteverfahren etabliert. Im einfachsten Fall wird eine Siliziummembran in Bereichen hoher auftretender mechanischer Spannung geeignet dotiert, so dass diese über den piezoresistiven Effekt den elektrischen Widerstand des Materials stärker beeinflussen, als es die reine Geometrieänderung eines Dehnungsmessstreifens kann. Da dieser Effekt den Widerstand sowohl erhöhen als auch verringern kann, kann das Messsignal durch Brückenschaltungen weiter verbessert werden.

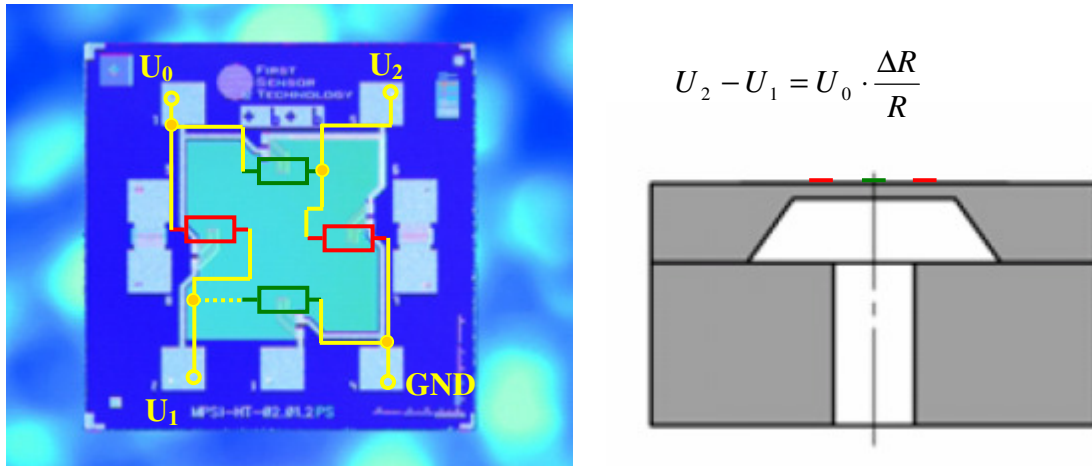


Abbildung 11: Drucksensorchip der Firma First Sensor Technology, links: Chip mit Membran und Widerstandsbrücke eingezeichnet, rechts: Schnitt eines Differenzdruckchips [2]

Abbildung 11 zeigt einen Drucksensor mit den verschalteten Widerständen, die sich z. B. erhöhen bei Auslenkung der Membran (seitlich, rot) und verringern (oben und unten, grün). Die Brückenspannung, die daraufhin abzunehmen ist, hängt direkt von der Widerstandsänderung ab.

Besonders wichtig bei diesem Verfahren ist die richtige Positionierung der Widerstände in den Bereichen größter mechanischer Spannung [45]. Dies kann bei komplexen Geometrien ebenso problematisch werden wie der elektrische Anschluss der Widerstände zum Abnehmen des Messsignals.

2.2.6 Kapazitive Auswertung

Ähnlich der elektrostatischen Anregung (Abschnitt 2.2.2) nutzt auch die kapazitive Auswertung im einfachsten Fall einen Plattenkondensator zur Bestimmung der Messgröße. Eine Elektrode des Plattenkondensators ist starr mit der resonanten Struktur verbunden. Die Gegenelektrode ist fest mit der Aufhängung verbunden, so dass die Bewegung des Sensor zur Änderung des Plattenabstandes führt:

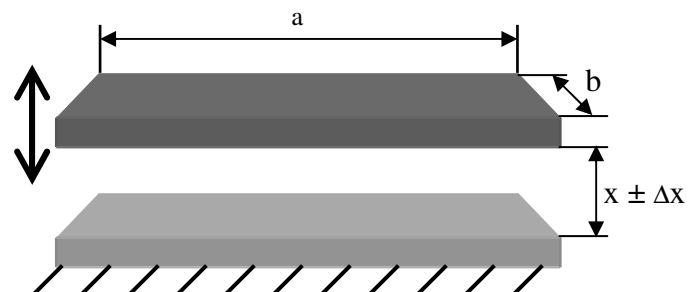


Abbildung 12: Plattenkondensator mit beweglicher Elektrode

Aus Gleichung 9 folgt für die Kapazität des Kondensators

$$C = \frac{\varepsilon \cdot A}{x + \Delta x} .$$

Gleichung 15: Veränderliche Kapazität beim Plattenkondensator mit beweglicher Platte

Ist die absolute Position der Kondensatorplatten von Interessen, muss auch der Absolutwert der Kapazität bestimmt werden. Dies ist nur durch Umladen der Kapazität, also mit Wechsel-signalen möglich. Wurde die Kapazität beispielsweise mit Hilfe einer Wien-Brückenschaltung [36] bestimmt, lässt sich der Plattenabstand direkt aus Gleichung 15 ermitteln. Dieses Verfahren wird beispielsweise zur Bestimmung der Auslenkung mikrotechnischer Beschleunigungs-sensoren verwendet.

Eine andere Möglichkeit besteht in dem Fall, dass nur Positionsänderungen der Kondensator-platten detektiert werden sollen. Dann kann auch bei konstant gehaltener Kondensatorspan-nung der Umladestrom resultierend aus der Kapazitätsänderung gemessen werden. Da sich dieser aus den verschobenen Ladungen pro Zeiteinheit bestimmt, ist das Verfahren nur für zeitlich ausreichend schnelle Änderungen geeignet. Es findet beispielsweise im Kondensa-tormikrofon Anwendung (Messbereich 20Hz-20kHz).

Die Anzahl der Ladungen und damit der Messstrom erhöht sich gemäß $Q=C \cdot U$ mit größerer Kapazität, also z. B. durch Vergrößerung der Kondensatorplatten. Aus diesem Grund werden wie auch bei der elektrostatischen Anregung zum Teil Kammstrukturen eingesetzt.

Verschiedene praktische Umsetzungen der kapazitiven Auswertung von Resonatoren in Mik-rotechnik sowie deren Besonderheiten bei der elektronischen Realisierung werden in Kapitel 5 näher vorgestellt.

3 Berechnung und Simulation eines mechanischen Resonators in Silizium

3.1 *Beeinflussung des Entwurfs durch technologische Randbedingungen*

Die zur Verfügung stehenden Fertigungsverfahren für eine Mikrokomponente haben einen entscheidenden Einfluss auf die Designphase. Durch die verwendeten Beschichtungs- und Strukturierungsprozesse sind beispielsweise minimale und maximale Schichtdicken und Strukturbreiten vorgegeben. Nutzt man die Ätzeigenschaften von einkristallinem Silizium, sind andererseits bestimmte Ätzwinkel fest vorgegeben. Und nicht zuletzt werden auch die Materialeigenschaften von Prozessparametern wie der Temperatur oder Reinheit der verwendeten Medien beeinflusst. Dieser enge Zusammenhang zwischen Design und Fertigung ist typisch für die Mikrosystemtechnik und erschwert die generelle Formulierung von Entwurfsregeln. [46]

Zur Massendurchfluss- und Dichtebestimmung soll eine Siliziumröhre verwendet werden, die möglichst dünne Kanalwände aufweist. Sie soll durch elektrostatische Kräfte resonant angeregt werden können und dabei ausreichend große Auslenkungen für eine kapazitive Auswertung sowohl der Primärbewegung, als auch der Verkipfung oder Verformung durch die massenflussbedingte Corioliskraft aufweisen.

Dünnwandige Hohlstrukturen können hervorragend in beidseitig anisotrop strukturiertem {100}-Silizium realisiert werden. Es entstehen Halbschalen, deren Wandstärke sehr genau festgelegt werden kann. Durch ein geeignetes Fügeverfahren können daraus Rohrstrukturen mit sechseckigem Querschnitt hergestellt werden. Die Höhe des Kanals ergibt sich dementsprechend aus der Dicke der beiden verwendeten Wafer abzüglich der Wandstärke an Ober- und Unterseite. Bei gängigen Waferdicken liegt sie damit zwischen ca. 200 und maximal 2000 Mikrometern. Schwingungsfähige Röhren dieses Querschnitts und mit einer Federsteifigkeit, die ausreichende Auslenkungen zulässt, erreichen dadurch schnell eine Länge von mehreren Zentimetern, was zum Verbrauch teurer Chipfläche auf dem Siliziumwafer führt. Ein Ziel ist es daher, die Strukturen möglichst kompakt zu gestalten.

Typisch sind weiterhin die prozessbedingten rechten Winkel der lateralen Strukturierungen. Geschwungene Röhren, wie sie in Edelstahl durch Biegen realisiert werden (Abbildung 6), sind in dieser Technologie ausgeschlossen. Ebenso ist das Ätzverhalten konvexer Ecken in der Ätzmaske zu beachten.

3.2 *Geometrische Variationen der Messröhre*

Unter den genannten Randbedingungen ergeben sich verschiedenste Möglichkeiten, ein resonantes Messrohr zur Dichte- und Massenflussbestimmung zu gestalten. Auf die wichtigsten Strukturen sowie grundlegende Dimensionierungsansätze wird nachfolgend eingegangen.

3.2.1 *Zweiseitig fest eingespanntes Messrohr*

Die einfachste Form des durchströmten Rohres ist das zweiseitig fest eingespannte Messrohr (Abbildung 13). Es kann analytisch wie der zweiseitig eingespannte Biegebalken behandelt werden.

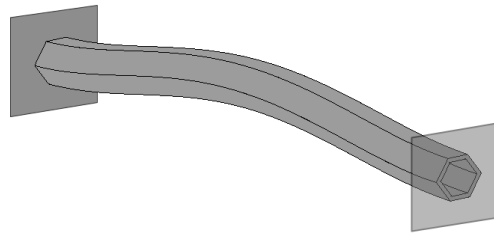


Abbildung 13: Zweiseitig eingespanntes Rohr

Für ein differentiell kleines Balkenelement lässt sich unter mehreren vereinfachenden Annahmen, wie kleine Auslenkungen gegen die Balkenlänge und Ebenheit der Querschnittsflächen im verformten Zustand (Hypothese von BERNOULLI, 1654-1705) unter Hinzunahme eines Materialverhaltens gemäß dem HOOKE' (1635-1703) schen Gesetz formulieren [47][32]

$$u''(x) = -\frac{M_b(x)}{EI_{yy}} \quad u''''(x) = \frac{q(x)}{EI_{yy}} .$$

Gleichung 16: Differentialgleichung der Biegelinie ausgehend vom Biegemoment (links) bzw. von der Streckenlast (rechts)

Die zweite Ableitung der Biegelinie $u(x)$ beschreibt dabei deren Krümmung bzw. den inversen Krümmungsradius des verformten Balkenelements. Das Produkt aus dem Elastizitätsmodul des Materials und dem Flächenträgheitsmoment des Balkenquerschnitts $E \cdot I_{yy}$ wird auch als Biegesteifigkeit des Balkens bezeichnet und M_b ist das angreifende Biegemoment. Von den Schnittreaktionen am Biegebalken ist bekannt, dass die örtliche Ableitung des Biegemoments $M_b(x)$ die Querkraft $Q(x)$ beschreibt, deren Ableitung wieder die angreifende Kraft pro Balkenabschnitt, die Streckenlast beschreibt (Gleichung 16 rechts).

Die Biegelinie lässt sich durch Integration aus den angreifenden Kräften sowie den Randbedingungen, die aus der Art der Einspannung hervorgehen, ermitteln. Für den zweiseitig fest eingespannten Balken müssen an beiden Einspannstellen sowohl Nullpunkte der Biegelinie ($u(0)=0$ und $u(L)=0$ am Balkenende), als auch des Anstieges der Biegelinie ($u'(0)=0$ und $u'(L)=0$) vorliegen. Aufgrund der elektrostatischen Anregung soll zunächst von einer gleichmäßig verteilten Kraft ausgegangen werden (Kraft im elektrischen Feld als konstante Streckenlast), so dass durch vierfache Integration und Einsetzen der Randbedingungen die Biegelinie ermittelt werden kann. Die maximale Durchbiegung erfolgt symmetriebedingt bei $L/2$:

$$u(x) = \frac{q_0 L^4}{24EI_{yy}} \left(\frac{x}{L} \right)^2 \left[1 - 2 \frac{x}{L} + \left(\frac{x}{L} \right)^2 \right] \quad u\left(\frac{L}{2}\right) = \frac{q_0 L^4}{384EI_{yy}} .$$

Gleichung 17: Biegelinie des zweiseitig fest eingespannten Biegebalkens und maximale Durchbiegung in der Mitte des Balkens

Zur Bestimmung der dynamischen Eigenschaften wird zusätzlich die Trägheit des Balkenelements eingesetzt. Sie ergibt sich aus der Beschleunigung, also der zweifachen zeitlichen Ableitung der Biegelinie (\ddot{u}) sowie der Masse des Balkenelements. Sie wirkt wie eine Streckenlast und kann daher im ungedämpften Fall mit der rückstellenden Kraft, verursacht durch

die Biegung des Balkens (Gleichung 16 rechts), verknüpft werden. Ohne ein von außen eingebrachtes Biegemoment M_b entsteht die Wellengleichung des Biegebalkens [48]:

$$\mu \cdot \ddot{u} + EI_{yy} \cdot u'''' = 0 .$$

Gleichung 18: Wellengleichung des Biegebalkens in vereinfachter Schreibweise der partiellen Ableitungen

Dabei ist μ die lineare Massedichte des Balkens in Kilogramm pro Meter und errechnet sich aus dem Produkt aus Dichte und Balkenquerschnittsfläche. Unter Annahme einer harmonischen Schwingung kann für die zeitlich veränderliche Biegelinie geschrieben werden

$$\begin{aligned} u &= u_0 \cdot e^{j\omega t} \\ \dot{u} &= j\omega \cdot u_0 \cdot e^{j\omega t} = j\omega \cdot u \\ \ddot{u} &= -\omega^2 \cdot u_0 \cdot e^{j\omega t} = -\omega^2 \cdot u . \end{aligned}$$

Gleichung 19: Biegelinie, Bewegungsgleichung und Ableitungen

Die Biegelinie zum Zeitpunkt maximaler Auslenkung wird dabei mit $u_0(x)$ bezeichnet. Gleichung 18 vereinfacht sich zur ortsabhängigen Differentialgleichung der Biegelinie

$$u_0'''' = \frac{\omega^2 \cdot \mu}{EI_{yy}} u_0 .$$

Gleichung 20: Differentialgleichung der harmonisch schwingenden Biegelinie

Eine allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung lautet

$$\begin{aligned} u_0 &= A \cdot \cos(k \cdot x) + B \cdot \sin(k \cdot x) + C \cdot \cosh(k \cdot x) + D \cdot \sinh(k \cdot x) \\ \text{mit } k^4 &= \omega^2 \frac{\mu}{EI_{yy}} . \end{aligned}$$

Gleichung 21: Allgemeine Lösung von Gleichung 20

Unter Berücksichtigung der bereits beschriebenen Randbedingungen durch die zweiseitige feste Einspannung lassen sich die Konstanten bestimmen und es entsteht die Funktion der Biegelinie über x :

$$u_0 = A \{ [\sin(kL) - \sinh(kL)] [\cos(kx) - \cosh(kx)] - [\cos(kL) - \cosh(kL)] [\sin(kx) - \sinh(kx)] \} .$$

Gleichung 22: Biegelinie bei zweiseitig fester Einspannung und harmonischer Schwingung

Die Amplitude A bleibt dabei aufgrund der Linearität des Systems erhalten. Damit die Randbedingungen von Gleichung 22 erfüllt werden, muss für den zweiseitig fest eingespannten Biegebalken gelten

$$\cos(k_n \cdot L) \cdot \cosh(k_n \cdot L) = 1 .$$

Gleichung 23: Bestimmungsgleichung der möglichen Lösungen der Biegeliniengleichung

Verschiedene Lösungen für $k_n \cdot L$ sind möglich, die dann durch Einsetzen in Gleichung 22 unterschiedliche Formen der Biegelinie, die auch als Schwingungsmoden bezeichnet werden, ergeben. Dabei wird $k_n \cdot L$ auch häufig zu β_n zusammengefasst:

β_0	4,7300407449	β_4	17,2787596574	β_8	29,8451302091
β_1	7,8532046241	β_5	20,4203522456	β_9	32,9867228627
β_2	10,9956078380	β_6	23,5619449020	β_{10}	36,1283155163
β_3	14,1371654913	β_7	26,7035375555	β_{11}	39,2699081699

Tabelle 3: Koeffizienten β_n der ersten Moden

Aus der Definition von k (Gleichung 21) lassen sich nun die Eigenfrequenzen der Moden bestimmen. Sie hängen von der Balkenlänge, der Biegesteifigkeit und der Dichte ab:

$$\omega = \left(\frac{\beta_n}{L} \right)^2 \sqrt{\frac{EI}{\mu}} .$$

Gleichung 24: Eigenfrequenzen des zweiseitig fest eingespannten Biegebalkens

Den qualitativen Verlauf der ersten Schwingungsmoden entsprechend Gleichung 22 zeigt Abbildung 14. Als Anregungsmoden für die Massenflussbestimmung und zur Bestimmung der Dichte des geführten Fluids wird typischerweise die Grundmode β_0 verwendet.

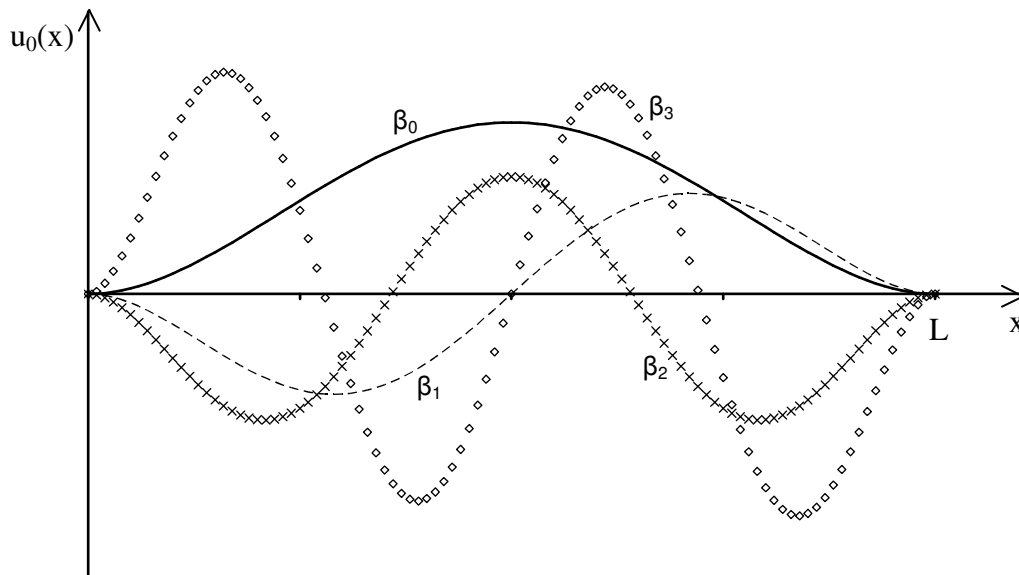


Abbildung 14: Grundmode β_0 sowie β_1 bis β_3 beim zweiseitig fest eingespannten Biegebalken

Charakteristisch sind die Anzahl der Nulldurchgänge entsprechend der Modenzahl. Die „geraden“ Moden $\beta_{0,2,4} \dots$ sind dabei spiegelsymmetrisch zur Balkenmitte, die „ungeraden“ Moden $\beta_{1,3,5} \dots$ dagegen punktsymmetrisch. Auch der flache Ansatz der Biegelinie, resultierend aus der Randbedingung ($u'(0) = u'(L) = 0$) ist zu erkennen.

Im Folgenden soll das Modell des zweiseitig fest eingespannten Biegebalkens anhand einer Siliziumröhre entsprechend Abbildung 4 veranschaulicht werden.

Rechenbeispiel: Die Eigenfrequenz der Grundmode sowie die maximale Auslenkung einer Silizium-Hohlröhre ist zu bestimmen. Die Röhre ist durch Fügen zweier anisotrop geätzter Wafer von 500 µm Dicke entstanden, die Wandstärke beträgt 100 µm, die Länge 15,73 mm.

Mit dem näherungsweisen Flächenträgheitsmoment der sechseckigen Hohlstruktur von $0,03813 \text{ mm}^4$ und dem isotrop gemittelten E-Modul für Silizium von 169 GPa ergibt sich für eine Balkenlänge von 15,73 mm (späteres Layout) und eine lineare Massedichte von 0,744 g/mm eine Eigenkreisfrequenz von (Gleichung 24):

$$2 \cdot \pi \cdot f = \omega = \left(\frac{4,73}{0,01573 \text{ m}} \right)^2 \sqrt{\frac{169 \cdot 10^9 \text{ Pa} \cdot 0,03813 \cdot 10^{-12} \text{ mm}^4}{0,000744 \frac{\text{kg}}{\text{m}}}} = 266106 \text{ s}^{-1}.$$

Gleichung 25: Bestimmung der Eigenfrequenz einer zweiseitig eingespannten Si-Röhre

Daraus ergibt sich eine Eigenfrequenz f von ca. 42,4 kHz. Die maximale Auslenkung bei elektrostatischer Anregung mit gewählten 100 V und 10 µm Anregespalt beträgt (Gleichung 11 und Gleichung 17)

$$u\left(\frac{L}{2}\right) = \frac{L^4}{384EI_{yy}} \cdot \frac{1}{2} \frac{\varepsilon \cdot L \cdot b}{d^2} \cdot U_c^2 \cdot \frac{1}{L} = \frac{L^4 \cdot b \cdot \varepsilon \cdot U_c^2}{768 \cdot EI_{yy} \cdot d^2}$$

$$u\left(\frac{L}{2}\right) = \frac{(15,73 \text{ mm})^4 \cdot 0,543 \text{ mm} \cdot 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}} \cdot (100 \text{ V})^2}{768 \cdot 169 \text{ GPa} \cdot 0,03813 \cdot 10^{-12} \text{ m}^4 \cdot (10 \mu\text{m})^2} = 5,95 \text{ nm}.$$

Gleichung 26: Maximale Durchbiegung des Biegebalkens

Dabei ist zu beachten, dass die Amplitude im dynamischen Fall durch Resonanzüberhöhung proportional zur mechanischen Güte ansteigt. Die Auslenkung kann also je nach Dämpfung des Resonators dennoch mehrere Mikrometer betragen.

Problematisch wird die Verwendung eines zweiseitig fest eingespannten Biegebalkens, wenn die Verformungsarbeit, bedingt durch die Längenänderung des Balkens, die Größenordnung der Verformungsarbeit durch die resonante Biegung erreicht. Dies kann zum einen durch große Auslenkungen erfolgen, die durch hohe elektrostatische Anregespannungen oder eine hohe mechanische Güte verursacht werden, andererseits kann auch eine mechanische Vorspannung, beispielsweise durch Verspannung des Chips aufgrund verschiedener Wärmeausdehnungskoeffizienten der beteiligten Materialien, zu dieser Art Beanspruchung führen. Der Effekt wird auch als Stress-Stiffening bezeichnet und führt zur Verschiebung der Resonanzfrequenz, aber auch zu Nichtlinearitäten und ggf. zu instabilen Anregungszuständen, die die Struktur als Sensor unbrauchbar machen [37][49].

Der Einfluss der technologisch eingebrachten Vorspannung kann durch abgewinkelte Einspannungen verringert werden (Abbildung 15). Dabei erhöht sich jedoch der Platzbedarf des Chips und auch die Art des fluidischen Anschlusses muss berücksichtigt werden und es sind ggf. Röhrenabschnitte durch Siliziumwände abzusperren.

Die analytische Berechnung von Auslenkung, Eigenfrequenzen und mechanischen Spannungen gestaltet sich kompliziert, da die abgewinkelte Einspannung sowohl tordiert als auch ge-

bogen wird. Randbedingungen für den Biegebalken können dann nicht mehr festgelegt werden. Rechnergestützte numerische Verfahren sind für diese Belastungsarten einfacher zu handhaben, führen schneller zu Ergebnissen und sind bei richtigem Einsatz auch genauer. Abschnitt 3.7 befasst sich näher mit diesen Verfahren.

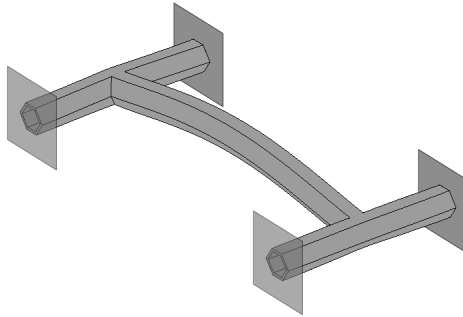


Abbildung 15: Gestrecktes Messrohr mit abgewinkelter Einspannung

3.2.2 U-förmige Messröhre

Ein Hauptproblem der gestreckten resonanten Messröhren zeigt die Berechnung mit praxisnahen Annahmen (Gleichung 26). Falls man keine hohe mechanische Güte realisieren kann, sind die Auslenkungen und die daraus resultierenden Kapazitätsänderungen sehr klein. Um größere Auslenkungen erreichen zu können, muss die Steifigkeit der Struktur verringert werden. Eine typische Grundvariante ist das fest eingespannte U-Rohr (Abbildung 16).

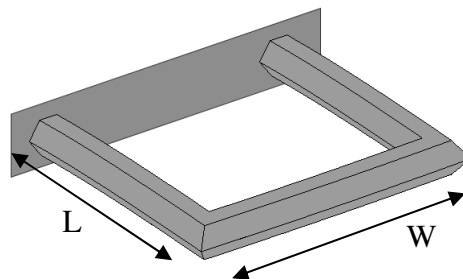


Abbildung 16: Einseitig eingespanntes U-Rohr

Durch die einseitige Einspannung sind grundsätzlich größere Auslenkungen möglich und auch der Einfluss durch mögliche Verspannungen des Rahmens ist deutlich vermindert. Betrachtet man das querlaufende Rohr zunächst als biegestarren Verbindungssteg, kann man die Struktur wie einen einseitig fest eingespannten Biegebalken behandeln. Vernachlässigt wird dabei die Durchbiegung dieses Rohres sowie die daraus folgende Torsion der beiden fest eingespannten Röhren. Befinden sich die Anregelelektroden nur unterhalb der Querverbindung, kann die elektrostatische Kraft als Einzelkraft am Ende des Balkens angesehen werden. Verwendet man nur die halbe Fläche der Elektrode, so wird auch die Verteilung der Kraft auf beide Balken berücksichtigt.

Die Biegelinie bei einseitig fester Einspannung und Einzellast an Ende kann analog zum zweiseitig fest eingespannten Biegebalken (Gleichung 17) aus der Differentialgleichung der Biegelinie (Gleichung 16) und den veränderten Randbedingungen ermittelt werden[32]. Dabei geht man günstigerweise von der Formulierung auf Grundlage der Querkraft aus:

$$u'''(x) = -\frac{Q(x)}{EI_{yy}}$$

Gleichung 27: Differentialgleichung der Biegelinie ausgehend von der Querkraft

Zur festen Einspannung ($u'(0)=0$ und $u'(L)=0$) kommen die Bedingungen des freien Endes ($u''(L)=0$ und $u'''(L)=0$) und man erhält nach Integration und Bestimmung der Integrationskonstanten

$$u(x) = \frac{FL^3}{6EI_{yy}} \left(\frac{x}{L} \right)^2 \left[3 - \frac{x}{L} \right] \quad u(L) = \frac{FL^3}{3EI_{yy}} .$$

Gleichung 28: Biegelinie des einseitig fest eingespannten Biegebalkens mit Einzelkraft und maximale Durchbiegung am Ende des Balkens

Die Eigenfrequenzen werden analog Gleichung 24 ermittelt, wobei durch die veränderten Randbedingungen die Bestimmungsgleichung für β_n lautet

$$\cos(\beta_n) \cdot \cosh(\beta_n) = -1 .$$

Gleichung 29: Bestimmung des Koeffizienten β_0

Die Lösungen für β_n lassen sich wieder numerisch bestimmen (Tabelle 4).

β_0	1,8751040687	β_4	14,1371683910	β_8	26,7035375555
β_1	4,6940911330	β_5	17,2787595321	β_9	29,8451302091
β_2	7,8547574382	β_6	20,4203522510	β_{10}	32,9867228627
β_3	10,9955407349	β_7	23,5619449018	β_{11}	36,1283155163

Tabelle 4: Koeffizienten β_n der ersten Moden des einseitig fest eingespannten Biegebalkens

Der zweite Biegebalken des U-Rohrs hat dabei keine Bedeutung, da er die lineare Massendichte in gleicher Weise verdoppelt wie das Flächenträgheitsmoment des Balkenquerschnitts. Allerdings gilt dieser Zusammenhang nur für ein U-Rohr mit sehr kurzem Verbindungsstück zwischen den Biegebalken, da sonst die lineare Massendichte μ nicht mehr als konstanter Wert angegeben werden kann. Bei längerem Verbindungsstück bleibt die rückstellende Federkraft der Struktur gleich, die bewegte Masse erhöht sich durch die zusätzliche, weit vom Biegeursprung entfernte Masse aber deutlich.

Näherungsweise könnte man diese zusätzliche Masse einrechnen, indem man auf Grundlage der Eigenfrequenz aus Gleichung 24 die Parameter Federkraft und bewegte Masse für einen idealisierten Biegebalken mit Endmasse ermittelt. Die zusätzliche Masse des Quersteiges könnte dann direkt zur effektiven Masse des Biegeschwingers addiert werden.

Ein anderer Ansatz ist die Näherung eines Torsionsschwingers. Aus dem bekannten Massenträgheitsmoment des Balkens bei rotatorischer Bewegung kann mit der Eigenkreisfrequenz nach Gleichung 24 die Torsionsfedersteifigkeit ermittelt werden. Aus der zusätzlichen Masse ergibt sich ein höheres Massenträgheitsmoment, welches mit derselben Torsionsfedersteifigkeit die verminderte Eigenfrequenz bestimmt.

Die ermittelten Zusammenhänge sollen anhand einer konkreten mikrotechnischen Strukturen verdeutlicht werden.

Rechenbeispiel: Eine Siliziumröhre analog dem Rechenbeispiel aus Abschnitt 3.2.1 sei zu einem einseitig fest eingespannten U-Rohr geformt. Die Länge der Biegebalken betrage 8 mm, der Verbindungssteg sei zunächst minimal kurz.

Die Eigenfrequenz lässt sich aus Gleichung 24 mit β_0 aus Tabelle 4 bestimmen, dabei werden der Elastizitätsmodul, das Flächenträgheitsmoment und die lineare Massendichte wie beim zweiseitig fest eingespannten Messrohr verwendet:

$$\omega = \left(\frac{1,875}{0,008m} \right)^2 \sqrt{\frac{169 \cdot 10^9 Pa \cdot 0,03813 \cdot 10^{-12} mm^4}{0,000744 \frac{kg}{m}}} = 161664 s^{-1}.$$

Gleichung 30: Bestimmung der Eigenkreisfrequenz des einseitig eingespannten Siliziumrohres

Daraus ergibt sich eine Eigenfrequenz von ca. 25,7 kHz. Zur Bestimmung der Eigenfrequenz mit Quersteg soll die effektive Masse des Biegeschwingers bestimmt werden. Die Eigenmasse einer Hohlröhre beträgt

$$m = A \cdot L \cdot \rho = 0,319 mm^2 \cdot 8 mm \cdot 2,33 \frac{g}{cm^3} = 5,95 mg,$$

Gleichung 31: Eigenmasse einer sechseckigen Siliziumhohlröhre

nach [50] ergeben sich daraus eine effektive Masse und eine Federsteifigkeit von

$$m_{eff} = \frac{3}{8} m = 2,23 mg$$

$$k = \omega^2 * m_{eff} = 58,3 \frac{N}{mm}.$$

Gleichung 32: Effektive Masse und Federsteifigkeit des Biegeschwingers

Setzt man als Verbindung eine ebenfalls 8 mm lange Röhre ein, erhält man als Abschätzung der Eigenkreisfrequenz

$$\omega_2 = \sqrt{\omega_1^2 \cdot \frac{m_{eff}}{m_{eff} + \frac{1}{2} m_E}} = \sqrt{(161664 s^{-1})^2 \cdot \frac{2,23 g}{2,23 g + 2,98 g}} = 105766 s^{-1}.$$

Gleichung 33: Abschätzung der Eigenfrequenz

Dabei wird die halbe Röhrenmasse verwendet, da sich die effektive Masse nur auf einen Biegebalken bezieht. Die Eigenfrequenz sinkt durch die zusätzliche Endmasse auf ca. 16,8 kHz ab. Der Rechenweg über die Änderung des Massenträgheitsmomentes führt zu einer etwas höheren Eigenfrequenz (18,1 kHz) für das U-Rohr.

Zur Bestimmung der maximalen Auslenkung ist der Quersteg unter Vernachlässigung der Eigenmasse nicht relevant. Aus der Biegelinie des einseitig fest eingespannten Balkens ergibt sich

$$u(L) = \frac{L^3}{3EI_{yy}} \cdot \frac{1}{2} \frac{\varepsilon \cdot L \cdot b}{d^2} \cdot U_c^2 = \frac{L^4 \cdot b \cdot \varepsilon \cdot U_c^2}{6 \cdot EI_{yy} \cdot d^2}$$

$$u(L) = \frac{(8mm)^4 \cdot 0,543mm \cdot 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm} \cdot (100V)^2}{6 \cdot 169GPa \cdot 0,03813 \cdot 10^{-12} m^4 \cdot (10\mu m)^2} = 50,9nm.$$

Gleichung 34: Maximale Durchbiegung des Biegebalkens

Als Anregelelektrode wird die Fläche unter einem 8 mm langen Quersteg gewählt. Die Anrege-spannung beträgt wie beim gestreckten Rohr 100 V bei einem Plattenabstand von 10 μm .

Die Rechenbeispiele lassen sich nicht direkt vergleichen, es ist dennoch eindeutig, dass ein einseitig fest eingespannter Resonator bei ähnlicher äußerer Kraft größere Auslenkungen ermöglicht, was wiederum zu einer größeren Winkelgeschwindigkeit führt, die für die Corioliskraft von entscheidender Bedeutung ist (Gleichung 5).

Nachteilig wirkt sich beim U-Rohr der breite Abstand der Einspannstellen auf die Corioliskraft aus. Diese verursacht, wie im folgenden Abschnitt näher beschrieben, eine Verkip-pung der Schleife, weshalb die Biegesteifigkeit der Struktur für diese Bewegung möglichst gering sein sollte. Eine Möglichkeit ist ein Messrohr mit rechteckiger Form und zusammenge-führter Einspannung (Abbildung 17, [4]), das an das Ω -Messrohr aus der Feinwerktechnik erinnert (Abbildung 6).

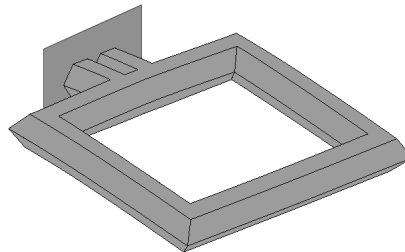


Abbildung 17: Ω -Schleife für einfachere Verkipfung

Die analytische Berechnung ist kompliziert, da die Beanspruchungen Biegung und Torsion gleichzeitig auftreten. Die getrennte Berechnung einzelner Bereiche vorwiegender Torsion sowie Abschnitte vorwiegender Biegung wurde in [41] vorgestellt. Die einzelnen Auslenkungen werden durch anschließende Superposition zusammengesetzt, so dass Aussagen über die Auslenkung und mit Hilfe der bewegten Masse auch über die Eigenfrequenz der Grundmoden getroffen werden können. Durch die Torsion der Querbalken sind die erreichbaren Auslenkungen bei vergleichbarer Anregekraft nochmals etwas größer als bei einem U-Rohr mit ähnlichen Abmessungen.

Verschiedene für die Mikrotechnik relevante Geometrien des Messrohrs wurden vorgestellt sowie ihre grundlegenden Bewegungsformen und zugehörige analytische Berechnungsgrundlagen. Dabei wurde die Messröhre als Hohlrohr betrachtet, das durch äußere Kräfte verformt

wird. Im Folgenden wird auf den Einfluss eines bewegten Fluids innerhalb der Röhre und der daraus resultierenden Corioliskraft näher eingegangen.

3.3 Wirkung der Corioliskraft am zweiseitig fest eingespannten Biegebalken

Beim durchströmten zweiseitig fest eingespannten Siliziumrohr wirken zusätzliche Kräfte neben der Trägheit von Rohr und Fluid und der rückstellenden Federkraft aufgrund der Biegung (Gleichung 18). Zur Bestimmung der Biegelinie wird die Corioliskraft als zeitabhängige Streckenlast ebenso wie die Zentrifugalkraft eingeführt. Vernachlässigt man wieder die Längskräfte gegenüber den Kräften, die durch die Biegesteifigkeit hervorgerufen werden, ergibt sich als Kräftegleichgewicht für das differentielle Balkenelement [51]

$$(\mu_r + \mu_f) \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + 2 \cdot \mu_f \cdot v \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t \cdot \partial x} + \mu_f \cdot v^2 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + EI_{yy} \cdot \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = 0 .$$

Gleichung 35: Wellengleichung des durchströmten Biegebalkens bestehend aus Trägheitskraft, Corioliskraft, Zentrifugalkraft und rückstellende Federkraft aufgrund der Biegesteifigkeit

Dabei kann die örtliche Ableitung der Biegelinie $\partial u / \partial x$ als Anstiegswinkel angesehen werden, dessen zeitliche Ableitung die Winkelgeschwindigkeit des Elementes bezeichnet. Die Ähnlichkeit des zweiten Summanden zu Gleichung 5 wird offensichtlich. Die Zentrifugalkraft kann für die Bestimmung des Massenflusses nicht genutzt werden, da sie unabhängig von der Strömungsrichtung ist ($\sim v^2$). Sie hat zwar Einfluss auf die Schwingungsamplitude und kann bei sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten zur Instabilität der Bewegung führen, kann aber messtechnisch schlecht genutzt werden.

Die Corioliskraft dagegen ist direkt abhängig vom Massenfluss und wechselt durch den Verlauf von $\partial u / \partial x$ das Vorzeichen bei $L/2$ eines zweiseitig fest eingespannten Balkens mit angeregter Grundmode. Dadurch wird die nächsthöhere Schwingungsmode angeregt und die Überlagerung führt zum „Taumeln“ der Grundmode bei angelegtem Massenfluss.

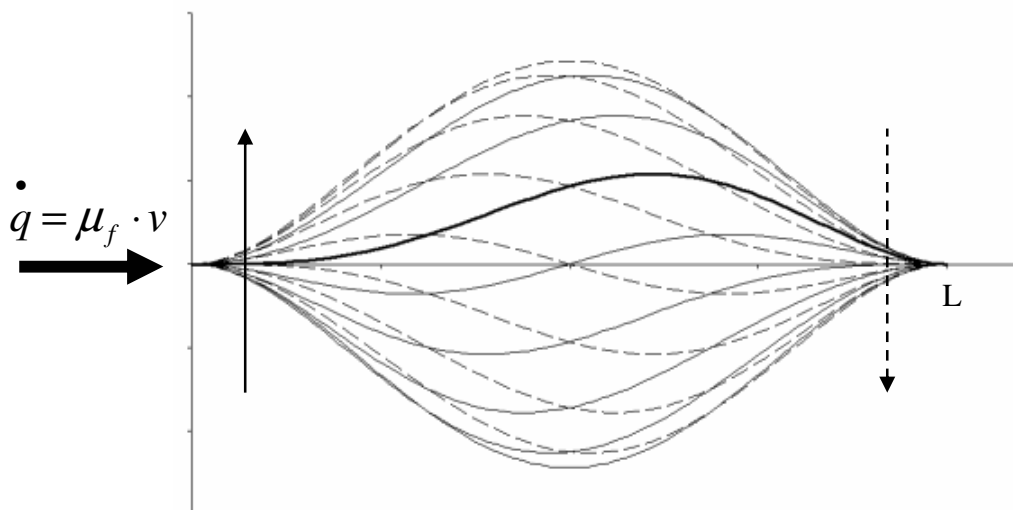


Abbildung 18: Schwingungsform des durchströmten Biegebalkens

Abbildung 18 zeigt den Schwingungsverlauf mit fließendem Medium. Bei der eingezeichneten Flussrichtung ($x=0 \rightarrow L$) wirkt die Corioliskraft zwischen 0 und $L/2$ der Bewegungsrichtung

tung des Rohres entgegen und zwischen $L/2$ und L in Bewegungsrichtung, da das Fluid entsprechend der Rohrbewegung kinetische Energie aufnehmen muss. Bei steigender Auslenkung (breite Linie) wird daher die linke Röhrenhälfte vermindert, die rechte verstärkt ausgelenkt. Das Maximum der Biegelinie ist dadurch in Richtung Auslass ($x=L$) verschoben. Bei der rückschnellenden Bewegung wirkt die Corioliskraft ebenfalls verzögernd im Bereich 0 bis $L/2$ und beschleunigend zwischen $L/2$ und L . Das Maximum der Biegelinie verschiebt sich dadurch zum Einlass hin ($x=0$). Aus dieser Verschiebung des Maximums der Biegelinie resultiert die Bezeichnung „taumeln“ der Ausgangsschwingung.

Die Kopplung zwischen Grundmode und angeregter erster Mode kann dabei näherungsweise durch das Verhältnis der Amplituden angegeben werden. Aus der Lösung von Gleichung 35 für die Grundschwingung mit Störung durch die Corioliskraft kann man zeigen, dass

$$\frac{u_1}{u_0} = \frac{v}{L\omega_0} \cdot \frac{\mu_f}{\mu_f + \mu_r} = \frac{\dot{m}}{m_{r+f} \cdot \omega_0}.$$

Abbildung 19: Amplitudenverhältnis zwischen erster Mode und Grundmode

Die Phase der ersten Mode ist dabei 90° versetzt, da die Corioliskraft von der Winkelgeschwindigkeit der Grundmode verursacht wird und diese im Nulldurchgang der Auslenkung am größten ist. Die Eigenfrequenz der ersten Mode liegt höher, so dass die Struktur ohne Verzögerung reagiert und schon die Maximalauslenkung (dieser Mode) erreicht hat.

Für die messtechnische Erfassung wird oft der Phasenunterschied zwischen Bereichen der ersten und zweiten Rohrhälfte bestimmt. Wird beispielsweise an zwei Punkten der Abstand magnetisch, optisch oder kapazitiv gemessen, so wird sich dieser Phasenunterschied in den sinusförmigen Messsignalen widerspiegeln. Aufgrund des Nulldurchganges der Corioliskraft in der Balkenmitte ($L/2$) ist der Phasenversatz für zwei Messpunkte in minimalem Abstand dort ebenfalls Null. Verschiebt man die Messpunkte je zu einem Balkenende, steigt der Phasenunterschied stetig an. Allerdings sinkt in dieser Richtung auch die Signalamplitude durch die kleinere Auslenkung der Grundmode, so dass unter Berücksichtigung des Messverfahrens geeignete Punkte bestimmt werden müssen. Für die kapazitive Messung sind zusätzlich ausreichend große Messflächen als Kondensatorplatten zu berücksichtigen.

3.4 Corioliskraft an einer Sensorschleife

Bedeutend einfacher lässt sich die Wirkung der Corioliskraft unter einigen vereinfachenden Annahmen für einen Ω -förmigen Sensor veranschaulichen und auch quantitativ bestimmen, da die beiden Hauptschwingungsmoden der Struktur verschiedene Beanspruchungen des Materials verursachen und dadurch einfacher zu trennen sind [52].

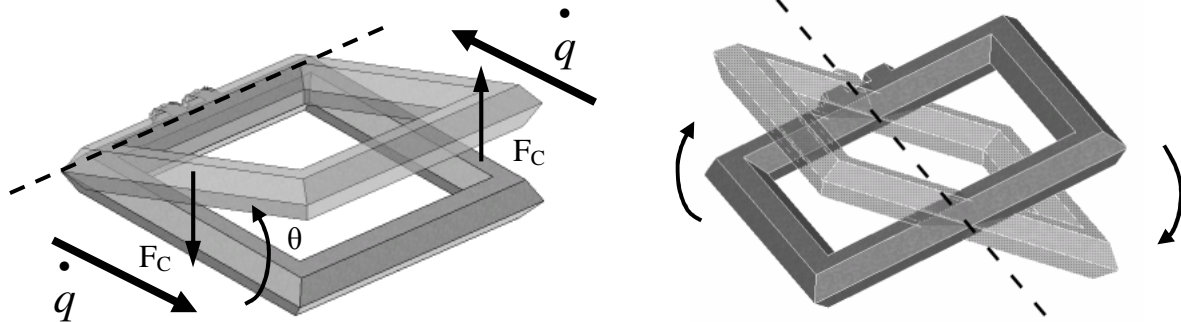


Abbildung 20: Näherung der Anregebewegung (links) und der corioliskraftbedingten Sekundärschwingung (rechts) als Torsionsschwinger

In Abbildung 20 links wird das rotierende Bezugssystem für das geführte Fluid in der Röhre deutlich. Die zeitliche Änderung des Torsionswinkels θ führt als Winkelgeschwindigkeit nach Gleichung 5 und mit der Strömungsgeschwindigkeit

$$v = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A}$$

Gleichung 36: Die Strömungsgeschwindigkeit in einem durchflossenen Rohr

zu

$$F_C = 2 \cdot m \cdot v \cdot \omega = 2 \cdot L \cdot \rho \cdot A_f \cdot \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A} \cdot \dot{\theta}_0 = 2 \cdot L \cdot \dot{m} \cdot \dot{\theta}_0 .$$

Abbildung 21: Die Corioliskraft am rotierenden durchströmten Rohr

Mit A_f wird die Querschnittsfläche des fluidführenden Innenteils der Röhre bezeichnet. Das Moment auf die Torsionsfeder nach Abbildung 20 rechts resultiert aus der beidseitigen Kraft bei einem Hebelarm von der von der Länge der halben Schleifenbreite:

$$M_C = 2 \cdot \left(2 \cdot L \cdot \dot{m} \cdot \dot{\theta}_0 \cdot \frac{W}{2} \right) = 2 \cdot L \cdot W \cdot \dot{\theta}_0(t) \cdot \dot{m} .$$

Gleichung 37: Torsionsmoment durch die Corioliskraft

Die Eigenfrequenz dieser Torsionsbewegung liegt bei der untersuchten Struktur deutlich höher als die der Grundmode (Abbildung 20 links), die als Anregefrequenz verwendet wird. Daher kann die Torsion durch das Coriolismoment als quasistatisch und damit als verzögerungsfrei angesehen werden. Der resultierende Torsionswinkel ergibt sich mit der Definition der Torsionsfederkonstanten

$$K_1 = \frac{M_1}{\theta_1}$$

Gleichung 38: Torsionsfederkonstante der ersten Mode

zu

$$\theta_1(t) = \frac{2 \cdot L \cdot W \cdot \dot{\theta}_0(t)}{K_1} \cdot m \cdot$$

Abbildung 22: Torsion durch die Corioliskraft

Da für die Anregebewegung die Resonanzüberhöhung der Schwingungsamplitude genutzt werden soll, kann diese harmonisch angesetzt werden als

$$\theta_0(t) = \hat{\theta}_0 \cdot e^{j\omega_0 t}$$

Gleichung 39: Die Anregeschwingung als komplexer Zeiger

Durch Ableitung ergibt sich die Winkelgeschwindigkeit der Anregebewegung, so dass die Torsionsbewegung durch die Corioliskraft als komplexer Zeiger $\theta_1(t)$ beschrieben werden kann:

$$\theta_1(t) = \hat{\theta}_0 \cdot j\omega_0 \cdot e^{j\omega_0 t} \frac{2 \cdot L \cdot W}{K_1} \cdot \dot{m} = \omega_0 \frac{2 \cdot L \cdot W}{K_1} \cdot \dot{m} \cdot \hat{\theta}_0 \cdot e^{j\left(\omega_0 t + \frac{\pi}{2}\right)}.$$

Gleichung 40: Die Coriolisbewegung als komplexer Zeiger

Die Frequenz der Schwingungen ist selbstverständlich gleich und für das Verhältnis der Amplituden gilt

$$\frac{\hat{\theta}_1}{\hat{\theta}_0} = \frac{\hat{\theta}_0 \cdot \omega_0 \frac{2 \cdot L \cdot W}{K_1} \cdot \dot{m}}{\hat{\theta}_0} = \frac{2 \cdot \omega_0 \cdot L \cdot W}{K_1} \cdot \dot{m} = \frac{4 \cdot \pi \cdot L \cdot W \cdot f_0}{K_1} \cdot \dot{m}.$$

Gleichung 41: Amplitudenverhältnis zwischen Coriolisbewegung und Anregung

Die Phasendifferenz lässt sich aus den Argumenten von Gleichung 39 und Gleichung 40 ermitteln:

$$\varphi_1 - \varphi_0 = \frac{\pi}{2}.$$

Gleichung 42: Phasenversatz zwischen Coriolisbewegung und Anregung

Wie auch schon beim Biegebalken ist die corioliskraftbedingte Bewegung zu der ursächlichen um eine viertel Periode phasenversetzt. Ob sie vor- oder nacheilt, hängt dabei von der Flussrichtung und vom Messpunkt bzw. der Definition des Winkels θ_1 ab.

Die grundlegenden physikalischen und mathematischen Zusammenhänge zur Nutzung der Corioliskraft für die Massenflussbestimmung und zur Dichtemessung durch resonante Schwingung konnten für den Biegebalken, das U-Rohr und die Ω -förmige Sensorschleife dargestellt werden. Die Bestimmung der statischen und dynamischen Parameter der Strukturen soll durch numerische Verfahren abgesichert werden. Nachfolgend wird auf eine spezielle konstruktive Maßnahme zum Aufbau mechanischer Resonatoren eingegangen.

3.5 *Balancierte Systeme durch Kraftkompensation in der Einspannung*

Die auftretenden Kräfte einer resonanten Bewegung müssen durch Gegenkräfte der Einspannung ausgeglichen werden. Diese Gegenkräfte können übertragen werden und zu Bewegungen in umliegenden Konstruktionselementen führen. Mit diesen Bewegungen sind Energieverluste verbunden, die der ursprünglichen resonanten Bewegung entzogen werden. Eine günstige Variante zur Vermeidung dieser Verluste ist die Kraftkompensation in der Einspannung. Ein sehr gutes Beispiel hierfür ist die Stimmgabel. Es entsteht ein selbstkompensiertes (balanciertes System), bei dem der Energieaustrag durch die Einspannung minimiert ist. Vorteil ist eine höhere mechanische Güte und die Vermeidung von Kopplungseffekten [53][33][54].

Aus diesem Ansatz ergeben sich weitere Designvarianten durch symmetrische Anordnung der beschriebenen Grundstrukturen. Abbildung 23 zeigt eine Doppelschleife mit vertikaler Symmetrieebene [42]. Durch gegensinnige Anregung der Einzelschleifen werden die auftretenden Kräfte kompensiert, so dass keine Bewegungsenergie durch die Aufhängung auskoppeln kann. Daraus resultiert eine verbesserte Güte des Resonators. Weiterhin können bei geeigneter Messtechnik Störeinflüsse durch mechanische Erschütterungen nachträglich eliminiert werden.

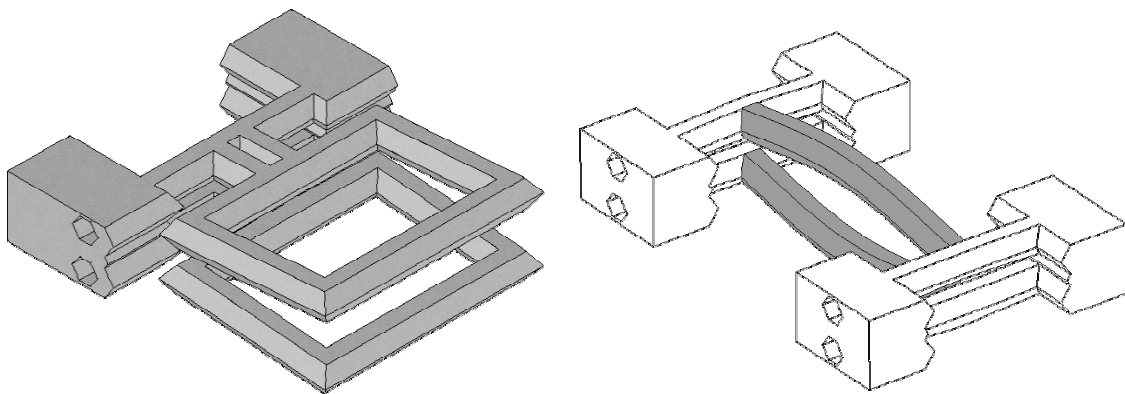


Abbildung 23: Doppelschleife zur Kompensation der Kräfte (links) und Doppelröhre

Vereinfacht lässt sich die Doppelschleife nach Abbildung 23 als System zweier gekoppelter Feder-Masse-Schwinger darstellen (Abbildung 24). Die Kräfte F_1 und F_2 symbolisieren die elektrostatische Anregung beider Schleifen. Die Federn k_1 und k_2 sollen unterschieden werden, um fertigungsbedingte Toleranzen durch z. B. Verspannungen zu berücksichtigen, wie sie vor allem bei der Doppelröhre mit zweiseitig fester Einspannung (wie Abbildung 13) auftreten. Die Federkonstante k_{12} beschreibt die Kopplung der beiden Einzelschleifen. Sie ist konstruktionsbedingt sehr viel kleiner ($k_{12} \ll k_{1/2}$). Die Unterscheidung von Zug-, Torsions- oder Biegebeanspruchung ist dabei zunächst unerheblich, solange nur lineare Verformungen in den Federelementen auftreten. Die Masse m wird für beide Schleifen als gleich angesehen.

Reibungsverluste (r) treten hauptsächlich durch Dämpfung proportional zur Geschwindigkeit der Masse auf. Technologiebedingt (Volumenmikromechanik mit Zwischenwafer) ist der Abstand zwischen den Schleifen sehr viel größer als der Anregespalt, so dass diese Verluste vernachlässigt werden.

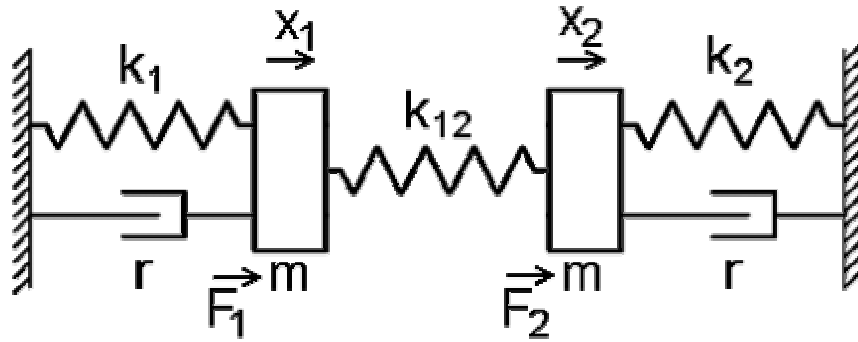


Abbildung 24: Gekoppelter Oszillator mit zwei Massen

Aus dem Kräftegleichgewicht für die Massen 1 und 2 ergibt sich ein System gekoppelter Differentialgleichungen, da sowohl die Verschiebung x_1 als auch x_2 in beiden Gleichungen vortreten sind [55]:

$$\begin{aligned} m \cdot \ddot{x}_1 + r \dot{x}_1 + k_1 \cdot x_1 + k_{12} \cdot (x_1 - x_2) &= F_1(t) \\ m \cdot \ddot{x}_2 + r \dot{x}_2 + k_2 \cdot x_2 + k_{12} \cdot (x_2 - x_1) &= F_2(t). \end{aligned}$$

Gleichung 43: Differentialgleichungssystem des gekoppelten Doppelresonators

Für die freie Schwingung ($F_1(t)=F_2(t)=0$) sind verschiedene Lösungen möglich, die von den Anfangsbedingungen abhängen. Eine bekannte und besonders charakteristische Form ist der Sonderfall der Schwebung. Dabei wechselt die Bewegungsenergie ständig zwischen beiden Massen, so dass sie abwechselnd schwingen.

Für die erzwungene Schwingung mit harmonischer Anregung ($F(t)=F_0 \cdot e^{j\omega t}$), die hier von Interesse ist, vereinfacht sich der Lösungsweg erheblich. Für die Verschiebungen im eingeschwungenen Zustand kann aufgrund der Linearität des Systems angesetzt werden: $x_{1/2}(t)=A_{1/2} \cdot e^{j\omega t}$. Die Ableitungen lauten demnach

$$\begin{aligned} x_{1/2}(t) &= A_{1/2} \cdot e^{j\omega t} \\ \dot{x}_{1/2}(t) &= j\omega \cdot x_{1/2}(t) \\ \ddot{x}_{1/2}(t) &= -\omega^2 \cdot x_{1/2}(t). \end{aligned}$$

Gleichung 44: Bewegungsgleichung und Ableitungen

In Gleichung 43 eingesetzt, vereinfacht sich das Gleichungssystem zu Gleichung 45. Die Verschiebungen x_1 und x_2 stellen nun komplexe Größen dar, die die Bewegung der Masse in Amplitude und Phasenlage relativ zur Anregung beschreiben:

$$\begin{aligned} -\omega^2 x_1 + \frac{j\omega r}{m} x_1 + \frac{k+k_{12}}{m} \cdot x_1 - \frac{k_{12}}{m} \cdot x_2 &= \frac{F_1(t)}{m} \\ -\omega^2 x_2 + \frac{j\omega r}{m} x_2 + \frac{k+k_{12}}{m} \cdot x_2 - \frac{k_{12}}{m} \cdot x_1 &= \frac{F_2(t)}{m}. \end{aligned}$$

Gleichung 45: Differentialgleichungssystem des gekoppelten Doppelresonators

Sie lassen sich nun direkt aus den angelegten Kräften ermitteln. Abhängig von der Kreisfrequenz ω des Anregesignals ergibt sich ein Verlauf für Amplitude und Phase von x_1 und x_2 :

$$x_1 = \frac{F_1(t) \cdot (k_2 + k_{12} - m\omega^2 + j\omega r) + k_{12} \cdot F_2(t)}{(k_1 + k_{12} - m\omega^2 + j\omega r)(k_2 + k_{12} - m\omega^2 + j\omega r) - k_{12}^2}$$

$$x_2 = \frac{F_2(t) \cdot (k_1 + k_{12} - m\omega^2 + j\omega r) + k_{12} \cdot F_1(t)}{(k_1 + k_{12} - m\omega^2 + j\omega r)(k_2 + k_{12} - m\omega^2 + j\omega r) - k_{12}^2}$$

Gleichung 46 a) und b): Auslenkungen zweier gekoppelter Schwinger

Zur besseren Veranschaulichung der möglichen Schwingungsformen werden zunächst einige Sonderfälle diskutiert. Vernachlässigt man die Unterschiede der beiden Federkonstanten ($k_1=k_2$), so können die Eigenwerte der ungedämpften Struktur aus den Nullstellen des Nenners von Gleichung 46 mit $r=0$ bestimmt werden:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{k + 2 \cdot k_{12}}{m}}.$$

Gleichung 47: Eigenfrequenzen des ungedämpften Doppelschwingers

Setzt man die Eigenfrequenzen (Gleichung 47) in Gleichung 46 mit $r=0$ ein, so lässt sich das Verhältnis der Auslenkungen von $x_1/x_2=1$ für ω_1 bestimmen. Die Massen schwingen im Gleichtakt mit der ursprünglichen Eigenfrequenz des Einzelschwingers (Abbildung 25). Für ω_2 beträgt $x_1/x_2=-1$, die Massen schwingen im Gegentakt mit einer erhöhten Frequenz, die abhängig von der Kopplung k_{12} ist (Abbildung 26).



Abbildung 25: Gleichtaktbewegung der Massen



Abbildung 26: Gegentaktbewegung der Massen

Erfolgt die Anregung nur einseitig durch F_1 ($F_2=0$), so werden beide Schwingungsformen (Moden) angeregt und der Frequenzgang entspricht Abbildung 27. Die Werte für Masse und Federkonstante wurde zur Veranschaulichung frei gewählt. Die Güte Q beträgt 20 und der

Kopplungsfaktor 0,2. Er wird auf Grundlage der Federkonstanten definiert und mit Gleichung 47 kann er auch aus den Eigenfrequenzen ermittelt werden:

$$\kappa = \frac{k_{12}}{k + k_{12}} = \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{\omega_2^2 + \omega_1^2}.$$

Gleichung 48: Kopplungsfaktor des gekoppelten Schwingers

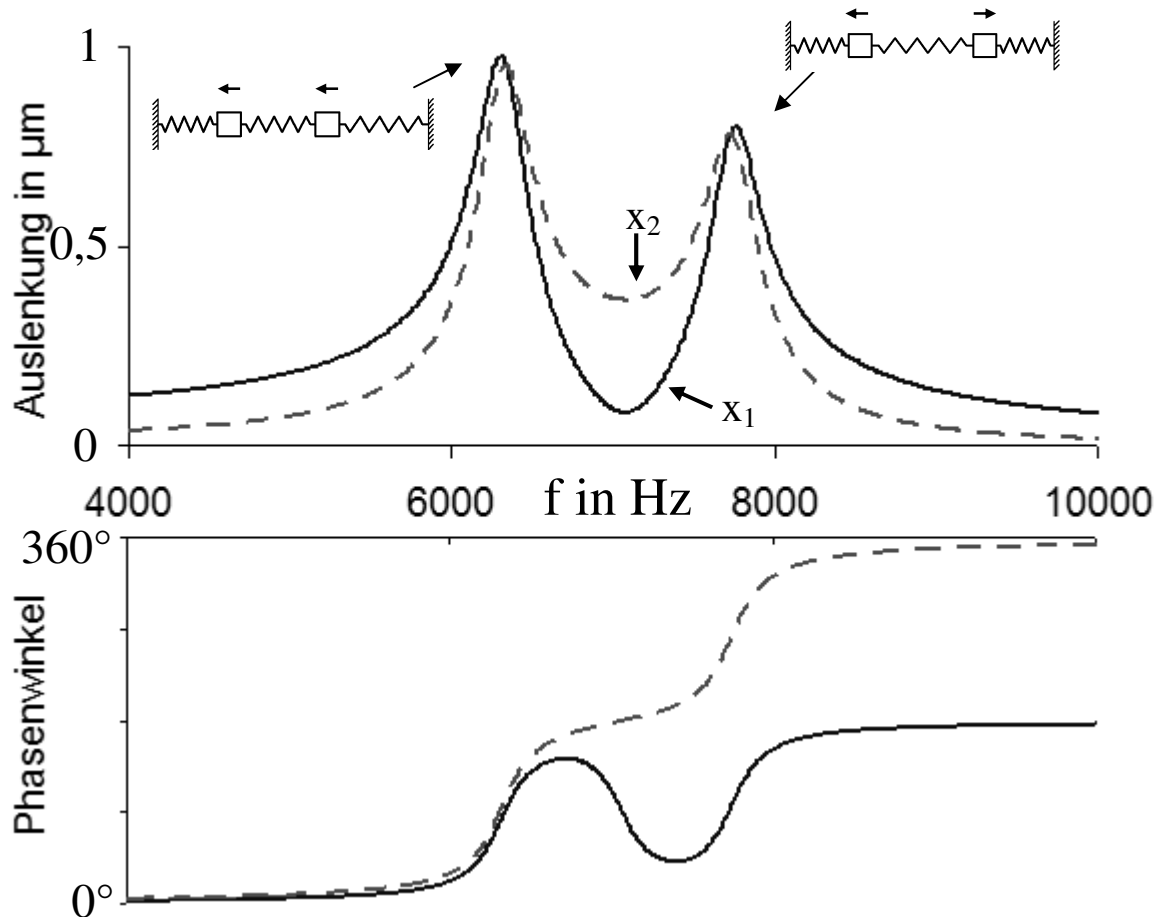


Abbildung 27: Amplitude und Phase der beiden Massen bei einseitiger Anregung ($F_2=0$), $Q=20$, $\kappa=0,2$

Die beiden Schwingungsmoden können im erzwungenen Fall auch gezielt angeregt oder unterdrückt werden. Wählt man $F_1=F_2$, wird nur die Gleichtaktbewegung unterstützt, durch $F_1=-F_2$ regt man hingegen nur die Gegentaktbewegung an. In diesen beiden Fällen ergibt sich ein Bild wie bei einem einfachen Resonator.

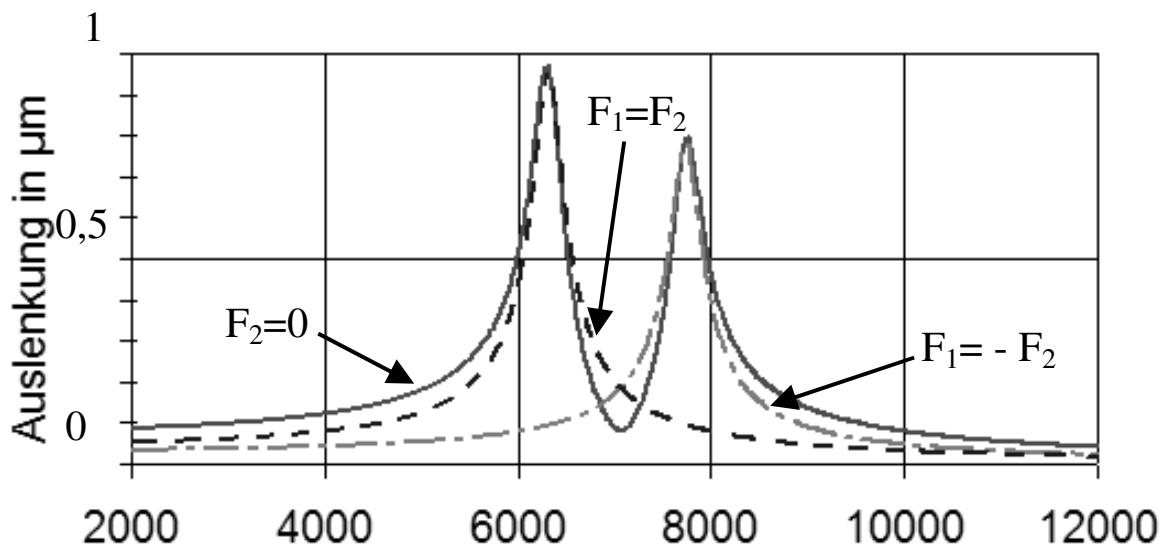


Abbildung 28: Modenanregung am Doppelresonator durch Gleich- und Gegentaktanregung

Ein Fall, der für die Silizium-Doppelröhren von großem Interesse ist, ist die erzwungene gedämpfte Schwingung bei verschiedener Eigenfrequenz der Einzelröhren. Bei der Doppelschleife kann dies durch Fertigungstoleranzen beim Ätzen der Röhren auftreten, weshalb die Masse variiert oder die Flächenmomente und damit die Federkonstanten unterschiedlich beeinflusst werden. Der Einfluss ist bei den verwendeten Prozessen erwartungsgemäß klein, so dass die Abweichung für Strukturen mit einer Eigenfrequenz von 10kHz nur wenige Hertz betragen sollte. Sie liegt damit deutlich innerhalb der Bandbreite der Resonanzkurven, bei Güten bis max. 100, wie sie für den Aufbau bei Umgebungsdruck zu erwarten sind. Wird das System evakuiert, so dass auch Güten über 1000 zu ermöglichen sind, überschneiden sich die Kurven der ungekoppelten Schwinger dagegen immer weniger.

Ein ähnlicher Fall kann durch mechanische Vorspannung der Strukturen auftreten. Durch prozessbedingte Verspannungen kann der Wafer und später auch der Einzelchip gewölbt werden, was zu einer unterschiedlichen Zugbeanspruchung der zweiseitig fest eingespannten Röhre führt. Die Federkonstante und damit die Eigenfrequenz der Röhre verhält sich ähnlich wie eine eingespannte Saite, deren Eigenfrequenz durch die Längskraft eingestellt werden kann.

Zwei Aspekte sind bei den folgenden Überlegungen besonders zu beachten. Die gegenphasige Schwingung der Röhren sollte möglich sein, wobei Amplitude und Phasenlage so gut wie möglich dem Stimmgabelprinzip entsprechen sollten, um ein kraftkompensiertes resonantes System zu erreichen. Weiterhin muss die kapazitive Auswertung in Amplitude bzw. Phase eindeutig sein. Mehrere Amplitudenmaxima oder Durchläufe der gleichen Phasenlage sind nicht erwünscht, da sie die eindeutige Messung der Resonanzfrequenz erschweren und zu Instabilitäten eines Regelalgorithmus führen können. Erhöhter Schaltungs- oder Programmieraufwand wäre die Folge, wobei sich für solche Gegenmaßnahmen erschwerend auswirkt, dass die Eigenfrequenzen abhängig vom befüllenden Fluid über große Bereiche variieren.

Es gelten nach wie vor Gleichung 46 a) und b), wobei sich die Eigenfrequenzen nun bestimmen aus

$$m\omega_1^2 = \frac{k_1 + k_2}{2} + k_{12} - \sqrt{\left(\frac{k_1 - k_2}{2}\right)^2 + k_{12}^2}$$

$$m\omega_2^2 = \frac{k_1 + k_2}{2} + k_{12} + \sqrt{\left(\frac{k_1 - k_2}{2}\right)^2 + k_{12}^2}.$$

Gleichung 49 a) und b): Eigenfrequenzen des gekoppelten Doppelschwingers mit verschiedenen Federkonstanten

Für die Kraftkompensation ist wieder die Gegentaktbewegung von Bedeutung (Gleichung 49 b)). Der entscheidende Parameter für die Funktion eines kompensierten Doppelresonators ist das Verhältnis der Abweichung der Federkonstanten $\Delta k = \frac{k_1 - k_2}{2}$ zur Koppelfederkonstanten k_{12} . Ist diese Abweichung groß, ergibt sich ein ähnliches Verhalten wie für zwei einzelnen Resonatoren. Schwingt der erste Resonator mit der kleineren Eigenfrequenz in Resonanz, folgt der andere ohne Verzögerung und entsprechend auch ohne Überhöhung. Bei Resonanz des zweiten Schwingers reagiert der erste um 180° phasenverdrehet und ohne Überhöhung. Durch das Tiefpassverhalten des ersten Feder-Masse-Systems jenseits der Resonanz tritt zusätzlich noch eine Dämpfung der Bewegung auf.

Für sehr schwach gekoppelte Resonatoren mit verschiedenen Eigenfrequenzen besteht die Möglichkeit, die Schwingungen im Bereich der Bandbreite anzupassen. Es handelt sich dann nicht mehr um gekoppelte Resonatoren, aber die Gegentaktbewegung ermöglicht dennoch eine lokale Kompensation der auftretenden Kräfte. Der Aufbau muss dabei aber gewährleisten, dass beide Schwinger im Gegentak mit der gleichen Amplitude angeregt werden, da eine „Gegentakmode“ wie beim gekoppelten Schwinger nicht mehr existiert. Dabei kann ein Arbeitspunkt, also eine Frequenz gewählt werden, bei der beide Amplituden übereinstimmen. Der auftretende Phasenversatz könnte aufgrund der Unabhängigkeit der Schwinger durch eine zusätzliche Phasendrehung in der Anregung ausgeglichen werden. Eine optimale Kraftkompensation wäre so möglich.

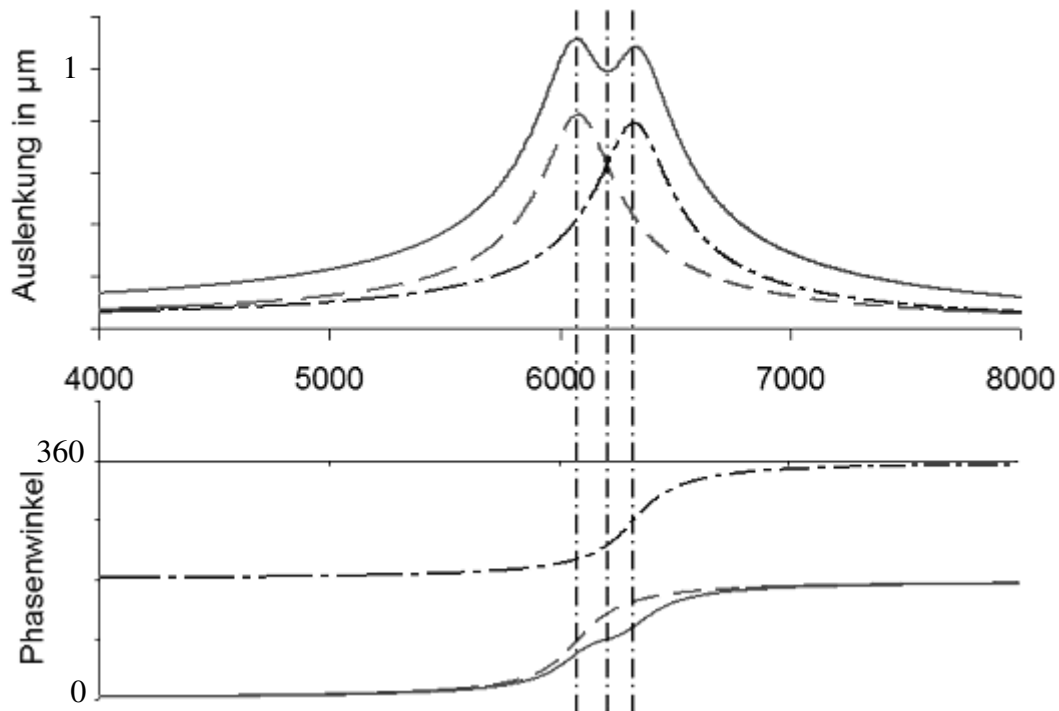


Abbildung 29: Doppelresonator mit geringer Kopplung ($\kappa \approx 0$) und verschiedenen Eigenfrequenzen. Die Güte $Q=20$ führt zur Überlappung der Resonanzkurven. Durchgezogene Linie: x_1 - x_2

Nachteilig wirkt sich dabei die kleinere Amplitude an diesem Arbeitspunkt aus, sowie die Deformation und mögliche Mehrdeutigkeit des Frequenzganges von Amplitude und Phase. Der Phasendurchgang ist am Arbeitspunkt weniger steil und auch die Summe bzw. Differenz beider Messsignale (abhängig vom Messverfahren), das z. B. bei der kapazitiven Auswertung durch zusammenschalten der Elektroden gewonnen werden kann, flacht im Arbeitspunkt ab. Die Resonanzfrequenz kann weniger genau bestimmt werden und man verliert Messgenauigkeit bei der Dichtemessung. Sollen diese Effekte verhindert werden, sollten die Eigenfrequenzen der einzelnen Schwinger um weniger als die halbe Bandbreite voneinander abweichen:

$$|\omega_1 - \omega_2| \ll \frac{\omega_1 + \omega_2}{2 \cdot Q} .$$

Gleichung 50: Empfohlener Frequenzfehler des Doppelresonators

Der verbleibende Phasenunterschied und die Amplituden können nach Gleichung 46 bestimmt werden. Dieses Modell des sehr schwach gekoppelten Doppelresonators findet z. B. bei der zweiseitig fest eingespannten Doppelröhre Anwendung (Abbildung 23).

Für stärker gekoppelte Resonatoren ist wieder das Verhältnis der Abweichung der Federkonstanten zur Koppelfederkonstanten von Interesse. Ist es ausreichend klein (z. B. $\Delta k/k_{12}=0,25$) ergibt sich bei Gegentaktanregung ein Frequenzgang nach Abbildung 30.

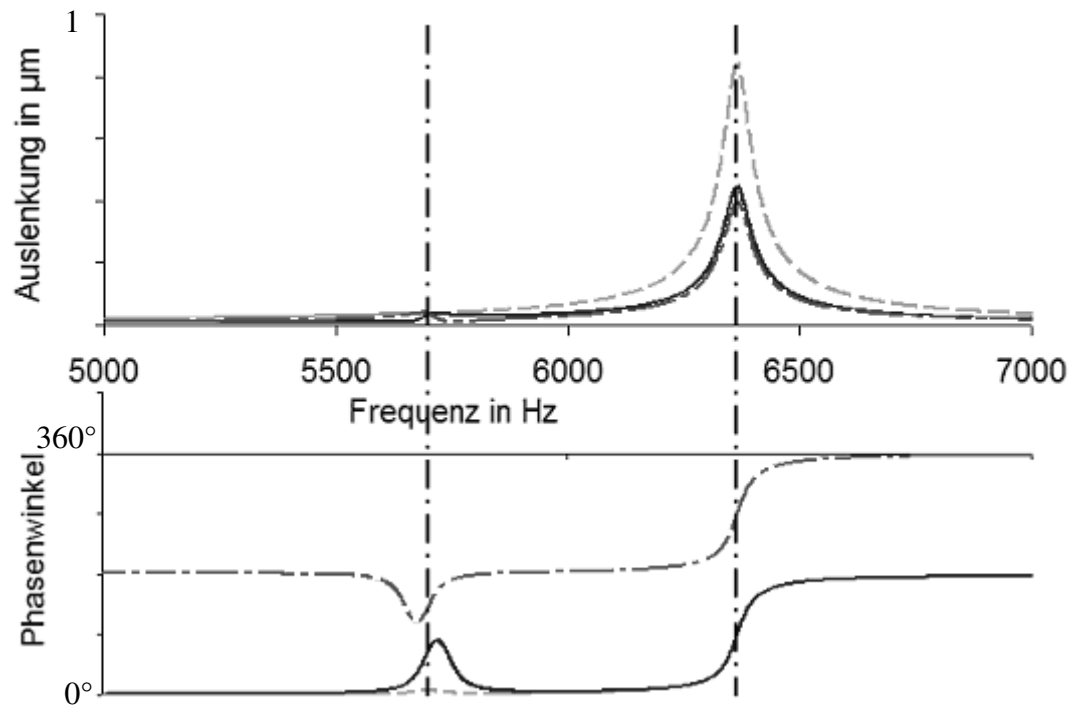


Abbildung 30: Gekoppelter Doppelschwinger ($\kappa \approx 0,2$) mit verschiedenen Eigenfrequenzen ($k_1 \neq k_2$), gestrichelt: $x_1 - x_2$

Die Gleichtaktbewegung bei ω_1 laut Gleichung 47 a) kann durch die Art der Anregung gut unterdrückt werden. Die Gegentaktbewegung bei ω_2 ähnelt im Frequenzgang sehr dem Einzelschwinger. Der Phasendurchgang bei Resonanz ist steil und eindeutig. Durch Kombination der Messelektroden lassen sich die Messsignale beider Massen einfach addieren, um ein stärkeres Signal zu erhalten. Eine ideale Kraftkompensation lässt sich aber nicht realisieren. Aus Gleichung 46 und Gleichung 47 b) kann man zeigen, dass unter den genannten Bedingungen das Amplitudenverhältnis bei Gegentaktresonanz in erster Näherung

$$\frac{x_2}{x_1} \approx 1 + \frac{k_1 - k_2}{2 \cdot k_{12}} .$$

Gleichung 51: Amplitudenfehler der Gegentaktbewegung beim gekoppelten Doppelresonator

beträgt, der Phasenfehler ist vernachlässigbar. Für diese Bewegungsmode lässt sich die Amplitude auch nicht über die Anregung korrigieren, daher sollte man Unterschiede in der Resonanzfrequenz so klein wie möglich halten um eine gute Kraftkompensation zu ermöglichen. Doppelschwinger mit stärkerer Kopplung sind beispielsweise hier vorgestellt und patentiert worden [56][35].

Es konnte gezeigt werden, unter welchen Randbedingungen auch ein Doppelschwinger mit abweichenden Eigenfrequenzen für die Dichte- und Massenflussmessung mit dem Vorteil der Kraftkompensation genutzt werden kann. Zu berücksichtigen ist der oft erhebliche Mehraufwand zur fertigungstechnischen Realisierung einer solchen Struktur sowie der erhöhte Aufwand an Aufbau- und Verbindungstechnik, durch die größere Anzahl an Anrege- und Messelektroden. In der herkömmlichen, mit Mitteln der Feinwerktechnik realisierten Coriolis-Massenflussbestimmung haben sich fast ausnahmslos Mehrfachschringer durchgesetzt.

3.6 Verlustmechanismen und Gütebestimmung

Ein wichtiger Parameter des mikromechanischen Resonators ist die Güte. Sie lässt sich neben Gleichung 7 auch aus der gespeicherten Bewegungsenergie und den Energieverlusten pro Schwingung des Resonators ermitteln und bestimmt zudem die Bandbreite der Resonanzkurve, also den Frequenzbereich, in dem die Schwingungsamplitude mindestens $1/\sqrt{2}$ des Maximalwertes beträgt:

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot \frac{W_{\text{gesamt}}}{W_{\text{Verlust}}} = \frac{f_R}{BW} \pi .$$

Gleichung 52: Güte eines mechanischen Resonators

Verschiedene Verlustmechanismen beeinflussen die Güte der Struktur:

- Energieverluste durch die Aufhängung (Körperschall) [57]
- Thermoelastische Verluste [58]
- Innere Reibung und plastische Verformung (vernachlässigbar bei Siliziumresonatoren)
- Reibungsverluste an das umgebende Medium (z. B. Luft).

Die resultierende Güte aufgrund der einzelnen Verlustmechanismen lässt aus den theoretischen Einzelgüten bestimmen:

$$\frac{1}{Q_{\text{gesamt}}} = \frac{1}{Q_{\text{Einspannung}}} + \frac{1}{Q_{\text{Thermoelastisch}}} + \frac{1}{Q_{\text{Medium}}}$$

Gleichung 53: Bestimmung der Gesamtgüte bei verschiedenen Verlusten

Soll ein mechanischer Resonator bei Normaldruck betrieben werden, dominieren die Reibungsverluste in Luft und die anderen Verlustmechanismen können nach Gleichung 53 vernachlässigt werden.

Dies wird besonders deutlich bei kapazitiven Anrege- und Auswerteverfahren. Dabei werden typischerweise verhältnismäßig große planparallele Platten verwendet, die einen sehr kleinen Plattenabstand aufweisen, um möglichst große Kapazitäten zu erzeugen. Das Gas in diesem Spalt wird bei Bewegung der Platten nicht nur komprimiert, sondern es strömt periodisch zu den Außenkanten und von dort wieder zurück, so dass noch größere Strömungsgeschwindigkeiten des Mediums erreicht werden, die zu zusätzlichen Verlusten führen. Es entsteht ein Effekt, der Filmdämpfung (engl.: squeeze film damping) genannt wird.

Rechnungsansätze und Simulationsmodelle zu dieser Problematik wurden entwickelt und überprüft [46][59][60]. Im Rahmen dieser Arbeit wird zur Abschätzung der Güte auf eine analytische Lösung und messtechnische Überprüfung aus [61] zurückgegriffen. Demnach liegt die zu erwartende Güte einer kapazitiv angeregten Struktur ähnlich Abbildung 17 für einen Spaltabstand von 50 µm bei Werten bis zu 1000. Für kleinere Anregespalte sinkt die Güte drastisch. Bei einem Spaltabstand von 10 µm beträgt die zu erwartende Güte nur noch ca. 20-30 bei Normaldruck. Diese Werte geben eine Orientierung für die zu erwartenden Auslenkungen, sie werden in Abschnitt 6 messtechnisch genauer bestimmt.

Die Abhängigkeit der Resonanzkurve eines Resonators von der realisierten Güte ist in Abbildung 31 dargestellt.

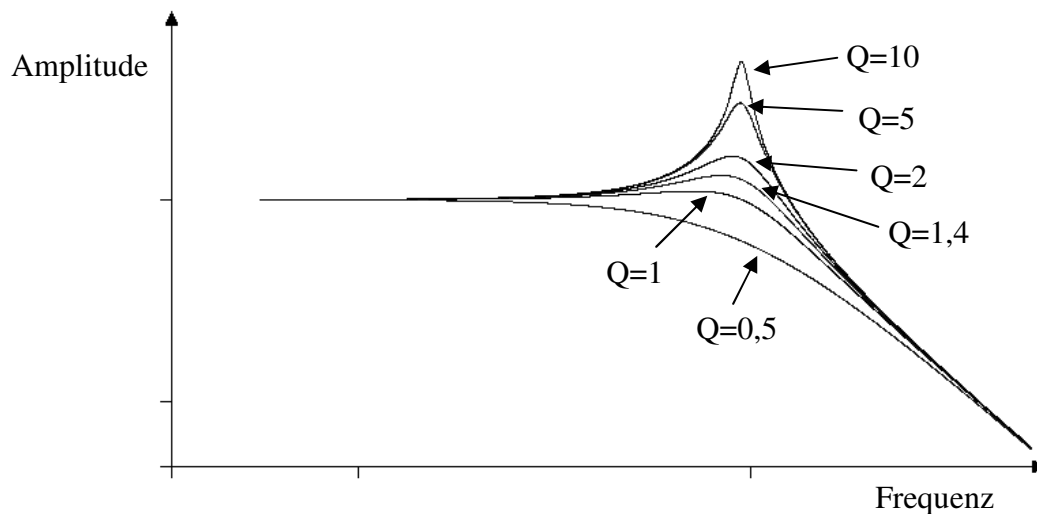


Abbildung 31: Resonanzkurven bei unterschiedlicher mechanischer Güte, doppeltlogarithmische Darstellung

3.7 Simulationen des Sensors mit finiten Elementen (ANSYS)

Zunächst werden die Federkonstanten der verschiedenen Bewegungsmoden bestimmt sowie die auftretenden Auslenkungen unter den gegebenen Randbedingungen. Die Eigenfrequenzen der Moden der Struktur sind ebenfalls von Interesse. Die Simulation der Dämpfung (Filmdämpfung) ist möglich sowie die Synthese eines vereinfachten dynamischen Modells[62] im Anschluss an die Ermittlung der Kennwerte. Darauf wird im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht näher eingegangen.

Folgende technologische und konstruktive Randbedingungen werden für den Entwurf der Massendurchfluss- und Dichtesensoren zunächst vorausgesetzt:

- Umsetzung der Strukturen in einkristallinem Silizium mit $\{100\}$ Orientierung durch anisotropes Ätzen
- Bildung der Sensorröhren durch Bonden zweier vorstrukturierter Siliziumwafer
- Elektrostatistische Anregung und kapazitive Auswertung über Elektroden mit geringem Abstand (10-100 μm)
- Hydraulischer Durchmesser möglichst 1 mm, Prozessdruck bis 10bar.

Für die elektrostatistische Anregung mit Spannungen, die 100V aufgrund des Schaltungsaufwandes möglichst nicht überschreiten sollten, ist es empfehlenswert, die Sensoreinspannung möglichst nachgiebig zu gestalten. Eine Variante nach [4] ist eine Sensorschleife in Doppelausführung, die bezüglich der erreichbaren Auslenkung und der erreichbaren mechanischen Güte vielversprechend ist. Abbildung 32 zeigt die Grundmode der Struktur in teiltransparenter Darstellung.

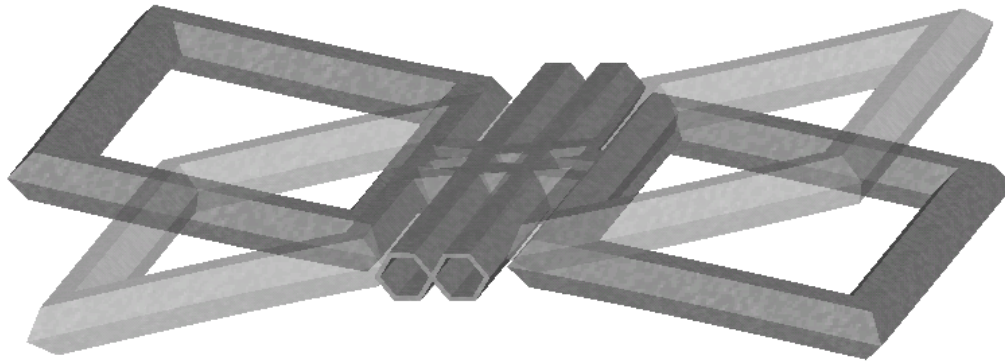


Abbildung 32: Sensor-Doppelschleife als Dichtesensor

Weiterhin von Interesse ist die zweiseitig fest eingespannte Messröhre (Abbildung 13) sowie banancierte Varianten dieser Strukturen (Abbildung 23). Es soll der Einfluss der Abmessungen und der Form der Schleife näher untersucht und optimiert werden, wobei auf die Methode der finiten Elemente zur numerischen Bestimmung der mechanischen Parameter zurückgegriffen wird.

3.7.1 Finite Elemente Methode

Eine verbreitetes Werkzeug zur Dimensionierung von Mikrostrukturen ist die Methode der finiten Elemente. Komplizierte Bauteile mit komplexen Beanspruchungen werden dabei in endlich viele Teile zerlegt, für die die mechanischen Eigenschaften bekannt sind, bzw. angenähert werden können.

Grundlage der statischen linearen Analyse mit der finiten Elemente Methode ist das Matrix-Differentialgleichungssystem nach Gleichung 54 [63]:

$$[K] \cdot \{u\} = \{F\} .$$

Gleichung 54: Matrix-Differentialgleichungssystem bei statischer linearer Verformung

$[K]$ ist die Steifigkeitsmatrix der Struktur und ergibt sich aus der Geometrie sowie den Materialgesetzen und Materialparametern, $\{u\}$ bezeichnet den Verschiebungsvektor und $\{F\}$ den Lastvektor.

Die einzelnen Elemente für die FEM können zum einen direkt erzeugt werden, indem z. B. quader- oder tetraederförmige Elemente zu der gewünschten Struktur zusammengesetzt werden (direkte Modellgenerierung). Für komplexe Geometrien bietet sich dagegen die indirekte Modellgenerierung an, bei der zunächst die Geometrie erzeugt, oder aus einem Konstruktionsprogramm importiert wird. Anschließend wird die Geometrie automatisch oder mit Vorgaben des Anwenders vernetzt. Im FEM-Programm ANSYS wurde die Geometrie aus Grundelementen wie z.B. Prismen erzeugt, durch boolesche Operationen kombiniert und anschließend mit der Option *smrsize*, die eine automatische Vernetzung mit einstellbarer Feinheit des Netzes ermöglicht, mit Elementen gefüllt. Als Elementtyp wird *SOLID92* gewählt, ein tetraederförmiges Strukturelement mit Zwischenknoten, das besonders zur Vernetzung komplexer Strukturen geeignet ist. Abbildung 33 zeigt eine automatisch vernetzte Sensorschleife.

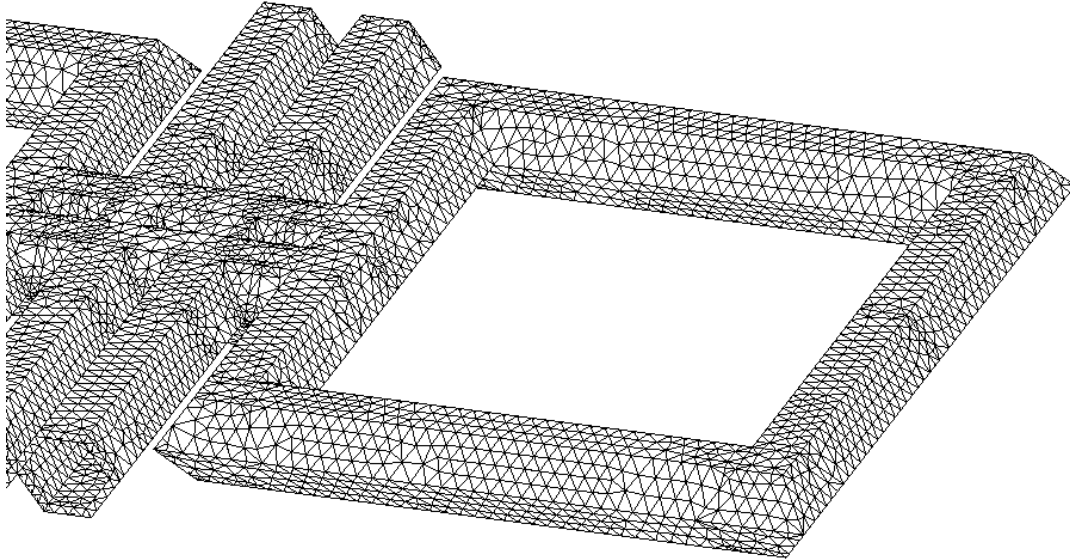


Abbildung 33: Automatisch vernetztes Sensorelement

Im Anschluss müssen die Randbedingungen wie die Art der Einspannung und die äußeren Kräfte auf das Modell übertragen werden.

3.7.2 Randbedingungen und Lasten

Die Randbedingungen wie feste Einspannung oder Symmetrie der Struktur werden durch Einschränkung entsprechender Freiheitsgrade des Modells festgelegt. In Abbildung 33 wird beispielsweise die Doppelröhre außen zum Sensorrahmen hin fest eingespannt. Dazu werden die Verschiebungen der Elementknoten der Querschnittsfläche unterbunden ($u_x, u_y, u_z=0$).

Bei der Festlegung von Symmetrien ist nicht nur die Eigenschaft der Struktur zu beachten, sondern auch die der Lasten und Randbedingungen. Wie in Abbildung 34 dargestellt, ist die Siliziumdoppelschleife sowohl spiegel- als auch rotationssymmetrisch. Um das FEM-Modell entsprechend reduzieren zu können, muss jedoch auch die Symmetrieeigenschaften der Randbedingungen und Lasten beachtet werden. Beispielsweise könnte die Symmetrieebene, die das Kanalsystem in zwei Halbschalen teilt, genutzt werden, um die Reaktion auf einen angelegten Innendruck zu bestimmen. Wird die Sensorschleife jedoch durch elektrostatische Anregung ausgelenkt oder wird durch die Corioliskraft verkippt, wird die Last und die zu erwartende Bewegung nicht dieser Symmetrie entsprechen. Für die komplette Bewegung des Sensors kann demnach keine Symmetrie genutzt werden. Betrachtet man die Bewegungen einzeln, kann das Modell und damit der Rechenaufwand reduziert werden.

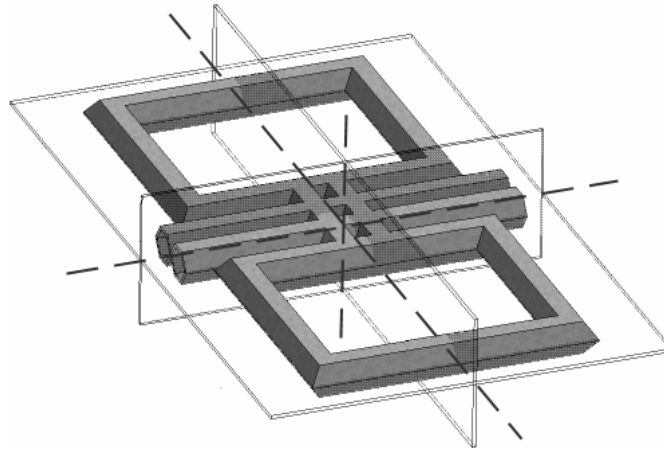


Abbildung 34: Symmetrien der Doppelschleife

Die elektrostatische Anregung wird in Form einer konstanten Flächenlast realisiert. Dadurch wird die Nichtlinearität der Kraft durch die Bewegung im elektrischen Feld zunächst vernachlässigt.

3.7.3 Materialeigenschaften und Lösungsprozess

Zur Vereinfachung des Modells werden trotz Herstellung in einkristallinem Silizium isotrope Materialeigenschaften verwendet. Für den Elastizitätsmodul wird ein Wert von 169GPa gewählt [46], wodurch ein Fehler bedingt durch die Anisotropie bis zu 20% möglich ist. Die Querkontraktionszahl beträgt 0,29. Für dynamische Berechnungen ist weiterhin die Dichte des Siliziums von Interesse, sie beträgt 2,33 g/cm³ [64].

Für kleine Auslenkungen des Sensors kann von einem linearen mechanischen Verhalten des Materials und der Geometrie ausgegangen werden, so dass das Modell direkt gelöst werden kann und Werte der Auslenkung und der auftretenden mechanischen Spannungen liefert.

3.7.4 Parametervariation, Optimierung der Sensorstruktur

Der Einfluss der Geometrie auf die Biegesteifigkeit einer Sensorschleife wurde bereits in [41] näher untersucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 zusammengefasst.

Parameter	Optimum und Anmerkungen
Dicke des verwendeten Wafers	<ul style="list-style-type: none"> • 500 µm ist Standard in allen Prozessen • führt zu 814 µm hydr. Durchmesser bei regelmäßigem Kanalquerschnitt
Kanalquerschnitt	<ul style="list-style-type: none"> • "Runde" Kanalform (regelmäßiges Sechseck) ist besserer Kompromiss für Biege- und Torsionssteifigkeit der Röhre sowie für das Massenverhältnis von Fluid zum Wandmaterial

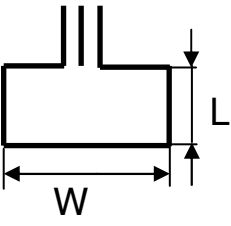
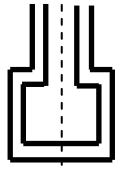
<p>Form der Sensorschleife</p> 	<ul style="list-style-type: none"> • Quadratische Form nutzt den Platz gut aus und • stellt das Optimum zwischen aktiven Bereichen der Corioliskraft bei möglichst langem Hebelarm (Moment für die Torsion durch die Corioliskraft) dar
<p>Elektrodenabstand für kapazitive Anregung und Auswertung</p>	<ul style="list-style-type: none"> • möglichst gering für große Kapazität und dadurch geringe Anregespannung und größeren kapazitiven Auswertestrom • Pull-In Effekt beachten • Bei Betrieb in Umgebungsdruck Einfluss auf die Güte beachten • 12 μm gewählt
<p>Abstand der Sensorröhren am Mittelsteg, Übergang U- und Ω-Form</p> 	<ul style="list-style-type: none"> • U-Form ist einfach herzustellen und als Dichtesensor gut geeignet. Die Steifigkeit gegen die Corioliskraft ist aber zu hoch • Kanäle verbunden oder getrennt verursacht keinen deutlichen Unterschied • Leicht überschneidende Röhren führen zu einer stabilen Sensorstruktur

Tabelle 5: Geometrieoptimierung des Siliziumsensors

Für die Sensorschleife stellte sich dabei eine quadratische Struktur als optimal heraus. Sie hat sowohl lange Seitenbereiche, in denen die Corioliskraft wirkt, als auch einen ausreichenden Hebelarm, damit sie zu möglichst großen Auslenkungen führt. Für die Querschnittsfläche des Kanals ist eine möglichst „runde“ Form vorzuziehen, da sie das geringste Trägheitsmoment für die auftretenden Torsionen und Biegungen aufweist. Die einzelnen Simulationsmodelle und relevanten Ergebnisse sollen nun kurz vorgestellt werden.

3.7.5 Statische Berechnung der primären Bewegung

Tabelle 6 zeigt die Eingangsgrößen und die Simulationsergebnisse für eine Sensordoppelschleife.

Parameter	Wert	Bemerkung
Kanalwandstärke	100 μm	
Dicke des Wafers	500 μm	Entspricht der halben Rohrhöhe
Breite des Rohres	1,250mm	
Elektrodenspannung	120V	Praxisnaher Wert gewählt
Breite der Schleife	8,6mm	
Längsabmessung der Schleife	7,5mm	
Abstand der Anreegelektrode	12 μm	
Länge der Torsionsröhren zwischen Schleife und Mittelsteg	100 μm	

Maximale Auslenkung der Schleife	0,157 μm	Güteüberhöhung nicht einge- rechnet
Maximal auftretende mech. Spannungen (von Mises-Vergleichsspannung)	0,59MPa	

Tabelle 6: Simulationsergebnisse Sensordoppelschleife

Die maximale Auslenkung wird sich entsprechend der Güte erhöhen. Für den ungekapselten Sensor ist eine Güte im Bereich von 20 zu erwarten, so dass die Auslenkungen noch geringer als der Spaltabstand sind. Tabelle 7 zeigt die Auslenkung und die auftretende Vergleichsspannung bei höhere elektrostatischer Anregespannung. Der Einfluss der Corioliskraft kann an dieser Stelle vernachlässigt werden. Zum Nachweis der Festigkeit einer Siliziumstruktur sollte eine Nennspannung von 300MPa nicht überschritten werden [46].

Spannung in V	$u_{y, \max}$ in mm	$S_{\text{sequ}, \max}$ in MPa
120	0,000157	0,587735
240	0,000629	2,351000
480	0,002514	9,404000
960	0,010058	37,615000
1200	0,015716	58,774000
2400	0,062862	235,094000
3600	0,141440	528,962000
4800	0,251448	940,377000
6000	0,392888	1469,000000

Tabelle 7: Maximale mechanische Spannung und Auslenkung bei elektrostatischer Anregung

Demnach liegt die maximal zulässige Auslenkung der Struktur bei ca. 70 μm . Um die Anregespannungen klein zu halten, wird ein kapazitiver Spalt von 12 μm gewählt, der Sensor könnte demnach auch voll ausgelenkt werden ohne zerstört zu werden. Allerdings sollten Auslenkungen deutlich über 1/3 der Spaltbreite vermieden werden, da der Sensor sonst anklappen könnte und höhere Spannungen auftreten.

3.7.6 Die Coriolisbewegung

Gemäß Gleichung 41 lässt sich das Verhältnis aus Anregebewegung und Coriolisverkipfung sehr gut analytisch lösen, ein mögliche Bewegungsform (bei Gleichtaktbewegung der Anregung) zeigt Abbildung 35. Für einen angenommenen Massenfluss von 1 g/s beträgt das Auslenkungsverhältnis bereits $2,5 \cdot 10^{-3}$, die Verkipfung durch Coriolis beträgt also nur wenige Nanometer. Die auftretenden mechanischen Spannungen können dementsprechend vernachlässigt werden.

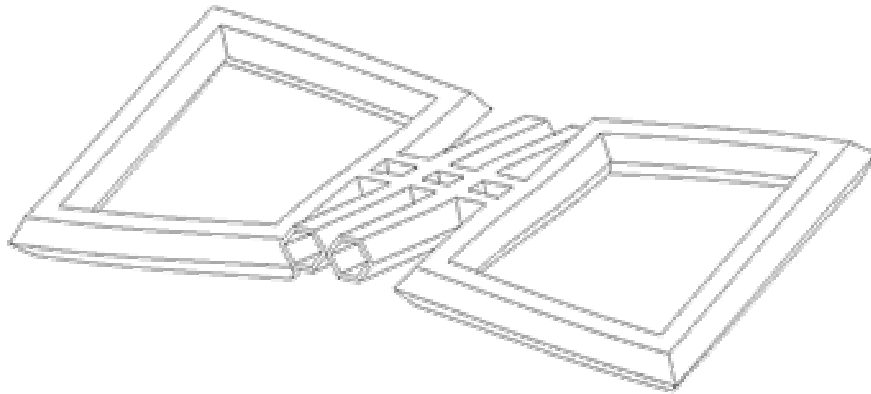


Abbildung 35: Verkippung einer Doppelschleife durch die Corioliskraft

3.7.7 Modalanalyse der Struktur, Empfindlichkeit der Dichtemessung

Zur Untersuchung des dynamischen Verhaltens der Struktur wird zunächst von einem kräftefreien ungedämpften System ausgegangen. Die Randbedingungen (feste Einspannung) müssen erhalten bleiben, da ansonsten Konvergenzprobleme bei der Lösung auftreten. Wird die Struktur durch die Zerlegung in finite Elemente diskretisiert, kann sie mit dem Differentialgleichungssystem nach Gleichung 55 dargestellt werden. Es beschreibt das Gleichgewicht zwischen Trägheitskräften und rückstellenden Federkräften.

$$[M] \cdot \{\ddot{X}\} + [K] \cdot \{X\} = 0$$

Gleichung 55: Eigenwertaufgabe der Modalanalyse

Mit ANSYS erhält man eine vorgegebene Anzahl von Eigenvektoren des Systems, die als Bewegungsmoden dargestellt werden.

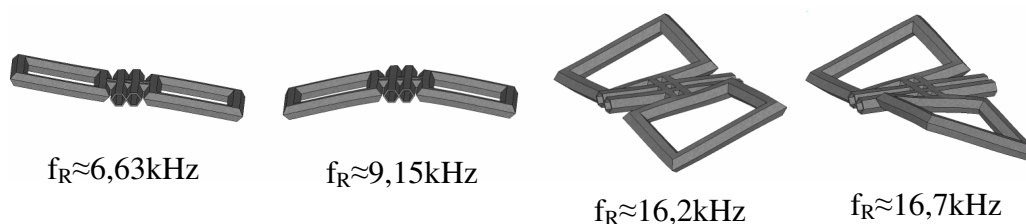


Abbildung 36: Wichtigste Moden der Doppelschleife und deren Eigenfrequenzen

Im Anschluss wurde eine Simulation der mit einem Fluid gefüllten Sensorstruktur durchgeführt. Die Flüssigkeit oder das Gas im Sensor trägt nur zur bewegten Masse, aber nicht zur Steifigkeit bei. Diese Materialeigenschaften können durch einen sehr kleinen E-Modul und keinerlei Querkontraktion umgesetzt werden. Die Dichte des jeweiligen Fluids wird als Materialparameter angegeben. Abbildung 37 zeigt das Modell, wobei die Siliziumröhre grau und teiltransparent und das Fluid dunkel und deckend dargestellt ist.

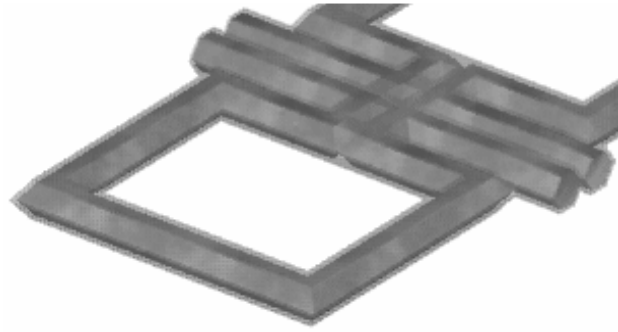


Abbildung 37: Zwei Materialien: Sensorschleife (grau, transparent) und Fluid (dunkel, deckend)

Die Analyse der ersten zwei Schwingungsmoden ergibt Eigenfrequenzen nach Tabelle 8.

Fluid	Dichte in g/l	f Gegen-takt	f Gleich-takt
Leer	0	6628,4	9149,0
Luft	1,18	6625,4	9144,9
Ethanol	786	5207,4	7157,4
Wasser	1000	4951,5	6796,1

Tabelle 8: Simulationsergebnis: Eigenfrequenzen mit Fluid

Gemäß dem bekannten physikalischen Zusammenhang zwischen Eigenfrequenz und bewegter Massen (Röhre und Fluid) nach Gleichung 2 kann eine Kurve durch diese Punkte gelegt werden:

$$f = \frac{1}{\sqrt{a \cdot \rho + b}} .$$

Gleichung 56: Funktionsgleichung zur Interpolation der Simulationsergebnisse

Aufgrund des exakt bekannten physikalischen Hintergrundes ist der Fehler durch die Näherungsformel minimal. Die Kurve kann daher auch über die bekannten Stützpunkte hinaus extrapoliert werden und man erhält die Kennlinie des Dichtesensors.

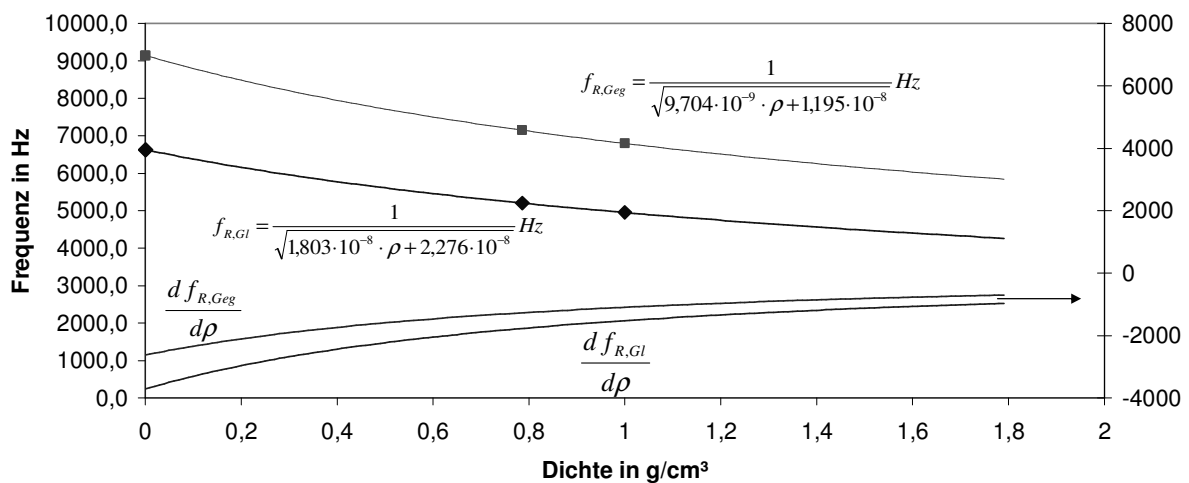


Abbildung 38: Kennlinie des Dichtesensors durch Simulation sowie die Kurve der Empfindlichkeit

Durch Ableitung der Näherungsgleichung (Gleichung 57) nach der Dichte kann die Empfindlichkeit des Sensors bestimmt werden:

$$\frac{df_R}{d\rho} = \frac{-a}{2 \cdot \sqrt{(a \cdot \rho + b)^3}} \cdot$$

Gleichung 57: Ableitung zur Bestimmung der Messempfindlichkeit

Für die Gegentaktbewegung liegt sie bei $-2600 \text{ Hz}/(\text{g}/\text{cm}^3)$ bei Gasbefüllung und $-1100 \text{ Hz}/(\text{g}/\text{cm}^3)$ im Bereich von Wasser. Um die Dichte von Gasen mit $1,0 \cdot 10^{-5} \text{ g}/\text{cm}^3$ auflösen zu können, ist demnach die Resonanzfrequenz mit mindestens $0,026 \text{ Hz}$ Genauigkeit zu bestimmen.

3.7.8 Simulation der balancierten Strukturen

Auch für die balancierten Strukturen wurde eine Modalanalyse durchgeführt. Abbildung 39 zeigt die zwei Schwingungsmoden, die bei elektrostatischer Anregung unter dem Quersteg der Schleifen von Interesse sind.

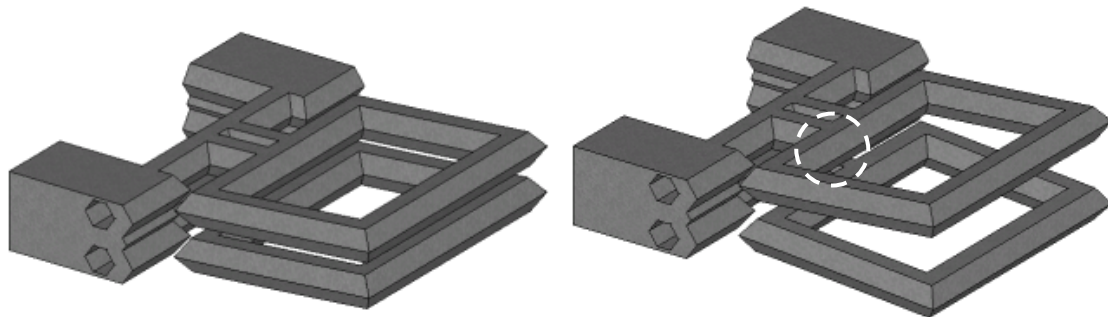


Abbildung 39: Zwei Schwingungsmoden der zweilagigen Sensorschleife und möglicher Verbindungspunkt

Dabei liegt die Eigenfrequenz bei $7,74 \text{ kHz}$ und unterscheidet sich nur um wenige Hertz zwischen Gleichtakt- und Gegentaktbewegung. Wie in Abschnitt 3.5 erläutert, deutet dies auf eine sehr geringe Kopplung zwischen den Resonatoren hin. Die Verbindung beider Sensorschleifen in Abbildung 39 besteht nur über den Rahmen jenseits der abgewinkelten Einspannung der Röhren. Um die Kopplung zu erhöhen, kann beispielsweise eine zusätzliche Verbindung der Schleifen im Bereich größerer Biegung eingefügt werden (gestrichelter Kreis in Abbildung 39).

Verschieden aufgebaute Sensorschleifen und zugehörige Simulationsergebnisse wurden hier kurz vorgestellt. Aufgrund der Einfachheit des Aufbaus soll nun nochmals auf die zweiseitig eingespannten Sensorröhren eingegangen werden.

3.7.9 Analyse der gestreckten Sensoren

Wie bereits erläutert, ist die Dichte- und Massenflussbestimmung auch mit einer einfachen gestreckten Messröhre realisierbar. Um die möglichen Auslenkungen, die Eigenfrequenz und die auftretenden Spannungen abschätzen zu können, wird auch für diese Strukturen ein FEM-Modell erstellt.

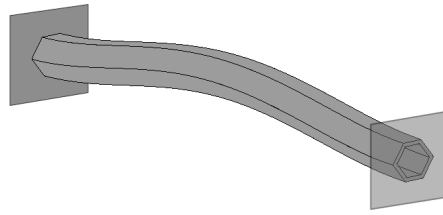


Abbildung 40: Zweiseitig eingespannte Siliziumröhre, Verformung bestimmt mit ANSYS

Die Ergebnisse der Modalanalyse zur Bestimmung der Eigenfrequenz der Grundmode sowie die statischen Auslenkungen bei elektrostatischer Anregung mit 120 V und einem Kondensatorsplattenspalz von 12 μm zeigt Tabelle 9. Zum Vergleich wurden zwei unterschiedlich lange Balken gewählt.

Balkenlänge	Eigenfrequenz Grundmode	Auslenkung statisch bei 120V
10 mm	88 kHz	0,9 nm
20 mm	24 kHz	12,5 nm

Tabelle 9: Eigenfrequenz und maximale Auslenkung des gestreckten Mesrohres

Im Vergleich zur Siliziumschleife (Abschnitt 3.7.4) fällt die Federsteifigkeit bei vergleichbarer Länge (10 mm) mehr als zwei Größenordnungen höher aus. Die erreichbaren Auslenkungen durch elektrostatische Anregung und auch durch die Corioliskraft sind entsprechend kleiner. Dies verringert zum einen die erreichbare Genauigkeit der Dichtemessung und lässt zum anderen vermuten, dass die Bestimmung des Massenflusses mit dieser Art Messröhre äußerst hohe Anforderungen an die Messtechnik stellt und schwer zu realisieren sein wird.

Auch für diese Struktur ist die Kompensation der Kräfte in der Einspannung interessant zur Verbesserung von Güte und Störuneempfindlichkeit. Eine weitere Möglichkeit der Variation der Geometrie stellt eine abgewinkelte Einspannung dar (Abbildung 23 rechts), wodurch der Einfluss von auftretenden Längs Kräften vermindert werden kann.

Nachdem verschiedene Sensorstrukturen vorgestellt und durch FEM-Modelle in ihrem mechanischen Verhalten untersucht wurden, wird auf eine speziellen Anforderung der Verfahrenstechnik eingegangen: Die Sensoren müssen einem gewissen Prozessdruck standhalten und sollen dabei möglichst unabhängig von diesem die Dichte des Fluids und den Massenfluss bestimmen können.

3.7.10 Druckabhängigkeit des Sensors

Die Empfindlichkeit der Dichtemessung hängt von der bewegten Sensormasse ab. Je kleiner die Fluidmasse im Verhältnis zur Masse der Messröhre, desto geringer fällt die Änderung der Resonanzfrequenz aus. Zur Reduzierung der Grundmasse des Sensors kann zum einen bei der Wahl des Werkstoffes auf eine möglichst geringe Dichte geachtet werden, Silizium ($2,33 \text{ g/cm}^3$) ist beispielsweise unter diesem Gesichtspunkt Edelstahl ($7,8 \text{ g/cm}^3$) vorzuziehen. Eine andere Möglichkeit, auf die bewegte Masse Einfluss zu nehmen, ist die Minimierung der Wandstärke der Röhre.

Entsprechend dem gewählten Herstellungsverfahren (anisotropes Siliziumätzen) ergeben sich planparallele Seitenwände, die zu einem sechseckigen Querschnitt angeordnet sind. Aufgrund der geringen Fertigungstoleranzen können diese Wände mit einer Genauigkeit von wenigen Mikrometern hergestellt werden. Auch eine Wandstärke von $20\ \mu\text{m}$ wäre denkbar.

Zu beachten sind dabei jedoch die Anforderungen an den Prozessdruck, bei dem der Sensor eingesetzt werden soll. Selbst wenn die Festigkeit der Struktur ausreichend ist, kann ein Effekt eintreten, der als „aufblähen“ zu beschreiben ist. Der Rohrrinnendruck wirkt als Flächenlast auf der Innenseite des Rohres und verursacht die Vergrößerung und Verformung des Rohrquerschnitts. Abbildung 41 zeigt diesen Effekt stark überzeichnet für eine Wandstärke von $100\ \mu\text{m}$ bei einem hydraulischen Durchmesser von $814\ \mu\text{m}$. Aufgrund des anisotropen Ätzwinkels in $\{100\}$ Silizium von $54,7^\circ$ handelt es sich nicht um ein regelmäßiges Sechseck und die Verformung des Rohrquerschnitts ist entsprechend unregelmäßig.

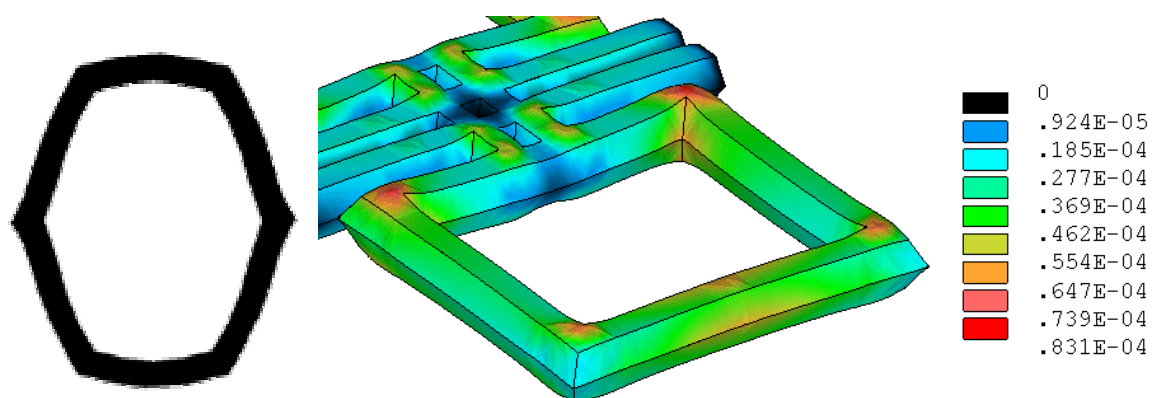


Abbildung 41: links: Verformung des Rohrquerschnitts durch den Rohrrinnendruck, rechts: Verformung der Schleife durch Rohrrinnendruck stark überzeichnet, Angaben in mm

Die Verformung der Röhre führt zur Erhöhung der Flächenmomente, wobei gleichzeitig die bewegte Masse aufgrund des vergrößerten Querschnitts leicht ansteigt. In der Summe steigt die Resonanzfrequenz der Struktur an. Bei gleichem Fluid, das zunächst als inkompressibel angenommen wird, würde demnach die gemessene Dichte abhängig vom Prozessdruck sinken und man müsste einen zusätzlichen Drucksensor im System verwenden, um den Fehler korrigieren zu können.

Um den Effekt abschätzen zu können wurde der Einfluss des Druckes auf die Steifigkeit der Struktur untersucht. Die Massenänderung wurde zunächst vernachlässigt, da sie von Dichte und Kompressibilität des Mediums abhängt. Verwendet wurden Wandstärken zwischen 25 und $100\ \mu\text{m}$ und ein Prozessdruck von $10\ \text{bar}$.

Es muss eine nichtlineare Analyse durchgeführt werden, da die Verformung der Struktur Einfluss auf das mechanische Verhalten hat. Berücksichtigt wird das vom Simulationsprogramm ANSYS bei einer statischen Analyse mit vorgestressten Strukturen. Tabelle 10 zeigt die Durchbiegungen sowie den auftretenden Stress mit und ohne Druck im inneren der Röhre. Als Stress wird dabei die von-Mises Vergleichsspannung verwendet, die eine Abschätzung über die verschiedenen Beanspruchungen zulässt.

Wandst. in μm	Maximale Durchbiegung in μm		Abweichung in Prozent	Max. Stress in MPa
	Ohne Druck	Mit Druck		
25	1,049	1,024	-2,314	1053,0
50	0,412	0,410	-0,411	214,3
75	0,230	0,230	-0,093	97,2
100	0,16	0,16	-0,025	52,7

Tabelle 10: Vergleich von Durchbiegung und Stress mit und ohne Innendruck

Es wird deutlich, dass ein Sensor mit $25\ \mu\text{m}$ Wandstärke schon von den auftretenden Spannungen her kritisch ist. Der Effekt des Aufblähens zeigt sich in der Änderung der Durchbiegung um 2,3 Prozent. Die Federsteifigkeit der Struktur ändert sich entsprechend, so dass gemäß Gleichung 2 ein Fehler in der Frequenz von über einem Prozent zu erwarten ist. Ein Drucksensor zur Messwertkorrektur wäre zwingend.

Wird die Wandstärke erhöht, kann der Einfluss des Prozessdruckes auf die Eigenfrequenz vermindert werden und beträgt für $100\ \mu\text{m}$ nur noch $120\ \text{ppm}$. Der Effekt ist demnach für die genaue Dichtebestimmung nicht zu vernachlässigen, wenn ein entsprechender Prozessdruck gefordert ist.

Auch 50 und 75 Mikrometer Wandstärke sind vorstellbar. Der Einfluss des Druckes muss dann stärker berücksichtigt werden. Zudem muss die Herstellung gewährleisten, dass die Geometrie vom Modell nicht zu stark abweicht, da die mechanischen Spannungen sonst kritisch werden können. Insbesondere der Silizium-Direktbond darf keinerlei Fehler im Bereich der Rohrwand aufweisen.

Als weiteres Beispiel wurde mit einem Innendruck von 2bar bei einer Wandstärke von $100\ \mu\text{m}$ gerechnet. Die zu erwartende Abweichung der Federkonstanten war auf dem beschriebenen Weg nicht mehr zu bestimmen, da die Auslenkung mit und ohne Innendruck kaum Unterschiede im Bereich der numerischen Genauigkeit aufweist. Es kann jedoch festgehalten werden, dass der Fehler der Federkonstanten deutlich unter $50\ \text{ppm}$ liegt.

Im Anschluss an die analytischen und numerischen Untersuchungen zum mechanischen Verhalten der Struktur soll nun kurz auf die fluidischen Aspekte der Messröhre eingegangen werden, bevor die Herstellung eines solchen Sensors vorgestellt wird.

3.8 Fluidmechanische Betrachtungen

Das Prinzip der Durchflussmessung auf Grundlage der Corioliskraft hat den großen Vorteil, dass Eigenschaften des Fluids wie die Viskosität oder die Wärmeleitfähigkeit keinen Einfluss auf die Messung haben. Um die Inline-Fähigkeit des Sensors, also den Einsatz direkt im Prozess, beurteilen zu können, sollen dennoch einige grundlegende strömungstechnische Betrachtungen zu einem Coriolis-Messrohr angestellt werden.

Es soll u. a. untersucht werden, unter welchen Bedingungen das Verhalten des Fluids einen Einfluss auf den Sensor und das Messsignal haben könnte.

3.8.1 Strömungsverhältnisse, Reynoldszahl

Die Reynoldszahl Re ist eine dimensionslose Größe, die das Verhältnis zwischen Trägheits- und Zähigkeitskräften eines Fluids beschreibt und Aussagen über das Strömungsverhalten (laminare, glatte Strömung/turbulente, wirbelnde Strömung) des Fluids erlaubt. Für eine Rohrströmung errechnet sich die Reynoldszahl aus:

$$Re = \frac{\rho \cdot d_{hydr} \cdot w}{\eta} .$$

Gleichung 58: Bestimmung der Reynolds-Zahl

Als kritische Reynoldszahl wird der Wert bezeichnet, bei dem die Strömung von vorwiegend laminar zu vorwiegend turbulent übergeht. Ein typischer Wert für das durchströmte Rohr ist 2300. Unter idealen Bedingungen (glatte Wände, keine Störungen) kann dieser Wert deutlich höher liegen, wichtig ist jedoch, dass bei Werten unter 2000 mögliche Störungen schnell abklingen und daher von einer stabilen laminaren Strömung ausgegangen werden kann. Gerade bei mikrofluidischen Anwendungen kann die Rauheit der Kanalwände einen starken Einfluss auf das Strömungsverhalten haben. In Mikrokanälen mit großer Rauheit wurde ein Übergang zu turbulenter Strömung bereits ab $Re=300$ beobachtet [65]. Die Herstellung der Röhren aus einkristallinem Silizium lassen jedoch sehr glatte Kanalwände erwarten, Unebenheiten sind sehr klein gegen den hydraulischen Durchmesser (ca. $800 \mu m$), so dass der Wert des makroskopischen Modells $Re=2000$ verwendet werden kann.

Der kritische Massendurchfluss soll für verschiedene Fluide angegeben werden. Als Rohr wird dabei beispielhaft der Querschnitt eines nahezu regelmäßigen Sechsecks gewählt (Abbildung 41, links) mit einer Wandstärke von $100 \mu m$. Für die typischerweise verwendeten $500 \mu m$ dicken Siliziumwafer ergibt sich ein Rohrquerschnitt von $0,578 \text{ mm}^2$. Dadurch kann der kritische Massenfluss wie folgt bestimmt werden:

$$\dot{m}_{krit} = \frac{Re \cdot \eta \cdot A}{d_{hydr}} = 1,42 \cdot \eta \cdot \frac{kg}{s} .$$

Gleichung 59: Kritischer Massenfluss für laminare Strömung

Beispielhaft zeigt Tabelle 11 den zulässigen Durchfluss für die beschriebene Siliziumröhre, bei dem von einer laminaren Strömung ausgegangen werden kann.

Fluid	dyn. Viskosität in mPas	Dichte ρ in g/cm ³	kritischer Massestrom m_{krit} in g/s	kritischer Volumenstrom v_{krit} in ml/s	Strömungsgeschwindigkeit v in m/s
Luft	0,0182	0,001205	0,026	21,441	37,110
Argon	0,0223	0,001660	0,032	19,071	33,007
Wasser	1,00	0,998	1,420	1,422	2,462
Ethanol	1,19	0,789	1,689	2,141	3,706
Schwefelsäure 96%	22,50	1,840	31,941	17,359	30,045

Tabelle 11: Kennwerte einer Siliziumröhre für Re=2000 bei 20°C

Wird ein höherer Durchsatz des Fluids gefordert, kann mit den beschriebenen Abmessungen nicht mehr von laminarer Strömung ausgegangen werden. Es ist ein nichtlinearer Anstieg des Strömungswiderstandes zu erwarten und Einflüsse auf die kapazitive Schwingungsmessung sind nicht auszuschließen. Turbulenzen bedeuten auch immer Dichteschwankungen des Fluids, die sich sowohl bei der hochgenauen Dichtebestimmung, als auch bei Ermittlung des Massenflusses als Rauschen oder systematische Störimpulse bemerkbar machen könnten.

3.8.2 Strömungswiderstand und Druckverlust

Zur Abschätzung des Druckverlustes eines sechseckigen Siliziumrohres kann das Gesetz von Hagen-Poiseuille verwendet werden [11]. Da es sich um einen Querschnitt handelt, der nur wenig vom einem kreisrunden Rohr abweicht, wird der hydraulische Durchmesser verwendet und es sind für den laminaren Strömungsfall ausreichend genaue Ergebnisse zu erwarten:

$$\Delta p = \frac{8 * \eta * l}{\pi * r^4} * \dot{V} = \frac{8 * \eta * l}{\pi * \left(\frac{d_{hydr}}{2}\right)^4} * \dot{V}.$$

Gleichung 60: Druckverlust nach Hagen-Poiseuille

Die Länge des Rohres wird durch die Form der Schleife bestimmt und beträgt für eine einlagige Doppelschleife (Abbildung 32) ca. 83 mm. Verluste durch die Richtungsänderung der Strömung werden vernachlässigt. Der Druckverlust hängt damit noch von der dynamischen Viskosität des Fluids sowie dem Volumenstrom ab.

	Wasser	Schwefelsäure	Luft
dyn. Viskosität in mPas	1	23,5	0,0182
Strömungswiderstand in mbar/(ml/s)	78,28	1839,47	1,42
kritischer Volumenstrom in ml/s	1,42	17,36	21,44
Druckabfall bei v_{krit} in mbar	111,34	31931,88	30,55

Tabelle 12: Strömungswiderstand des Sensors mit verschiedenen Fluiden

Der hohe Strömungswiderstand der Struktur bei Befüllung mit Schwefelsäure, einer höher-viskosen Flüssigkeit, führt dazu, dass schon bei einem relativ niedrigen Volumenstrom von

1ml/s der Druckabfall zwischen Ein- und Auslass nahezu 2 bar erreicht. Der Einsatz des Sensors soll bei max. 10 bar Absolutdruck erfolgen, so dass dieser Druckabfall sehr wahrscheinlich störend wirkt. Es muss mit einem geringeren Durchsatz gearbeitet werden, oder der Kanaldurchmesser ist für diese Anwendungen zu erweitern. Gleiches gilt selbstverständlich auch für das gesamte verfahrenstechnische System. Da die Siliziumröhre keinerlei Einschnürungen aufweist, sollte der hydraulische Durchmesser des Sensors ungefähr dem des restlichen fluidischen Systems entsprechen und auch im Anschlussbereich möglichst nicht verringert werden.

4 Technologische Umsetzung

Die mikrotechnische Umsetzung einer Röhrenstruktur zur Massendurchfluss- und Dichtemesung in Silizium wird vorgestellt und erläutert. Es wird gezeigt, wie Wandstärken von $100\ \mu\text{m}$ mit einer Genauigkeit von $1\ \mu\text{m}$ gefertigt werden können, wobei die gefügten Röhren dennoch einem Innendruck von 10 bar standhalten. Die kapazitive Anregung und Auswertung wird dabei berücksichtigt und der Elektrodenabstand genau eingestellt. Maßnahmen zur vakuumdichten Verkapselung werden vorbereitet und erläutert. Die vereinzelt Chips werden fluidisch und elektrisch kontaktiert, so dass die Funktion anschließend messtechnisch überprüft werden kann.

4.1 Kurzbeschreibung des Prozessablaufs

Zur einfachen, sicheren und kostengünstigen Umsetzung der Messröhren wird ein Verfahren der Volumenmikromechanik verwendet, bei dem Hohlstrukturen durch nasschemisches Ätzen und Silizium-Direktbonden realisiert werden [4]. Es wird der typische Ätzwinkel in einkristallinem Silizium mit $\{100\}$ -Orientierung genutzt, um Halbschalen herzustellen, die nach dem Silizium-Direktbonden zu sechseckigen Röhren gefügt werden. Die Herstellung der kraftkompensierten Doppelschleifen erfolgt ebenfalls durch Silizium-Direktbonden. Dabei wird der Abstand durch einen Zwischenwafer (Spacer) eingestellt. Die Positionierung der Anregelelektroden erfolgt über anodisches Bonden von Deckelwafern aus Glas, in die die Metallelektroden eingelassen sind. Die Gegenelektrode für die elektrostatische Anregung der Struktur stellt das ausreichend leitfähige Silizium dar. Abbildung 42 zeigt einen Ausschnitt des fertigen Verbundes und deutet die Problematik der fluidischen Durchführung an (Abschnitt 4.5.3).

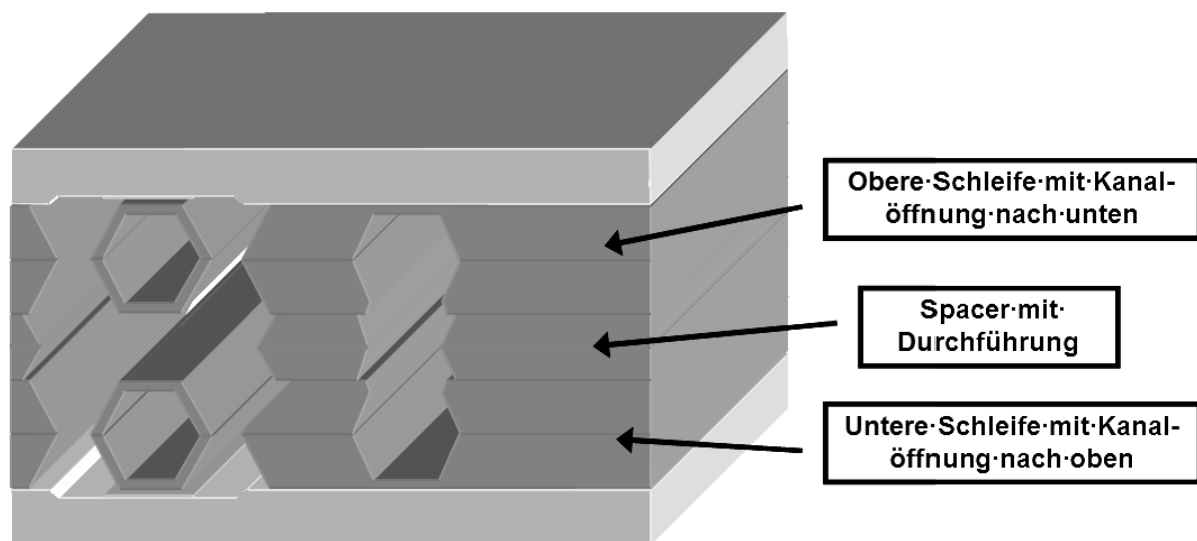


Abbildung 42: Silizium-Doppelschleife mit Abstandshalter und Glasdeckeln, rechts die fluidische Verbindung

4.2 Herstellung der freitragenden Siliziumstrukturen

Tabelle 13 zeigt den Prozessablauf in den wichtigsten Schritten. Die Siliziumwafer mit 100 mm Durchmesser werden in einem LPCVD-Prozess mit einer 90 nm dicken Siliziumnitridschicht überzogen. Ein Fotolack (AZ 5214 von MicroChemicals) wird durch Spinncoating aufgebracht und fotolithographisch strukturiert. Durch Trockenätzen (RIE-Anlage der Fa.

Surface Technology Systems (STS)) wird die Struktur in die Siliziumnitridschicht übertragen. Mit Hilfe eines zweistufigen anisotropen Ätzschrittes in Kalilauge (33% Masse, 80°C) werden die Siliziumwafer zu fertigen Halbschalen geätzt. Dabei wird eine abgedünnte (vergrabene) Maskierung zur Vereinfachung der Prozessführung verwendet. Der im einkristallinen Silizium feststehende Ätzwinkel sorgt für sehr planparallele Kanalwände, deren Dicke durch das Maskenlayout mit 100 µm festgelegt wird.










Beschreibung	Bemerkungen	Abbildung
Siliziumwafer, Dicke 500 µm, 90nm LPCVD Si ₃ N ₄	Keine Risse, keine Pinholes zulässig. Typisch ist eine Zugspannung in der Schicht	
Lithographieschritt „Innenmaske“	Positiv-Dünnlack aufbringen, UV-Belichtung im Mask-Aligner, Lackentwicklung	
Innenmaske als "vergrabene Maske" strukturieren, einseitig durch Trockenätzen, Lackstrip	45 nm sind abzdünnen, Schicht muss geschlossen bleiben	
Lithographieschritt „Außenmaske“	Analog Innenmaske	
Außenmaske Rückseite Nitrid öffnen	Randbereiche schützen	
105 µm KOH-Ätzen außen	möglichst genau (±1 µm); definiert die Wandstärke der Röhre mit	
vergrabene Maske öffnen, ganzflächig Trockenätzen	Randbereiche schützen, um Löcher- und Splitterbildung im Randbereich zu verhindern	
Beidseitig 395+5 µm KOH-Ätzen (Waferdicke - 100 µm, genau bestimmen, abbrechen bei Durchätzen, leicht überätzen)	feine Membranen können Partikel abgeben, freitragendes Si ₃ N ₄ fällt ins Ätzbad	
Nitridstrip, Bondvorbereitung	Partikelfreie glatte Flächen müssen freigelegt werden	

Tabelle 13: Prozessablauf zu Herstellung der freitragenden Siliziumhalbröhren

4.2.1 Anisotropes Nassätzen von Silizium

In der Mikroelektronik ist es erforderlich, einkristalline Materialien mit großen Abmessungen herzustellen (Waferdurchmesser >300 mm). Dies eröffnete auch neue Möglichkeiten der chemischen Strukturierung für die Volumenmikromechanik. Silizium kristallisiert im kubisch flächenzentrierten Gitter, wobei sich verschieden indizierte Ebenen chemisch unterscheiden. Als Grundlage der Ätzanisotropie wird die unterschiedliche Atom- bzw. Elektronendichte der einzelnen Ebenen gesehen. Ist sie höher, erfolgt der Ätzangriff mit geringerer Reaktionsgeschwindigkeit, die Elektronen sind stärker gebunden. Die größte Elektronendichte tritt bei {111} Ebenen auf, die deshalb auch als natürliche Ätzstoppebenen bezeichnet werden [66].

Aus elektrochemischer Sicht weisen die unterschiedlich indizierten Ebenen ein verschiedenes elektrochemisches Potenzial auf. Ähnlich wie beim Ätzstopp durch Dotierung, bei dem elektrisch aktive Störstellen im Kristall wie die Dotieratome das Valenzband des Siliziums verzerren und so das elektrochemische Potenzial beeinflussen, kann so die Reaktionsgeschwindigkeit geändert werden. Man kann sagen, dass die {111} Ebenen chemisch edler sind als alle anderen [67][68].

Verwendet man Wafer mit {100} Orientierung der Deckfläche und richtet die Ätzmaske parallel und senkrecht zur [110] Richtung aus, wird die Maske kaum unterätzt, da direkt {111} Ebenen freigelegt werden. Die Maskenöffnungen werden unter einem bestimmten Ätzwinkel im Silizium abgebildet (Abbildung 43). Vollständig ausgeätzte Strukturen bilden eine typische Pyramidenform mit quadratischer oder rechteckiger Grundfläche.

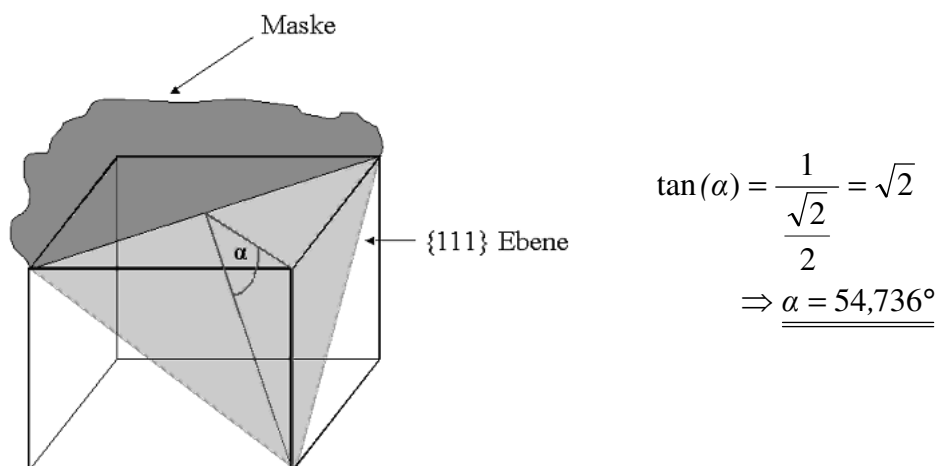


Abbildung 43: Ätzwinkel im einkristallinen Silizium

Anisotropes Ätzen dieser Art ist z.B. in EDP (Ethylendiamin, Brenzkatechin und Wasser), mit KOH (Kalilauge und Wasser) oder TMAH möglich. Für die Herstellung des Massendurchfluss- und Dichtesensors wurde in vorliegender Arbeit das Ätzen bei optimierten Parametern mit KOH gewählt (80°C, 33% Massenanteil). Diese Parameter stellen einen Kompromiss zwischen Tiefenätzrate für kürzere Prozesszeiten und Anisotropieverhältnis für geringes Unterätzen der Maske dar. So können nun waagerechte und senkrechte Strukturen der Maske in das Silizium geätzt werden. Die Selektivität, also das Ätzratenverhältnis von {100} zu {111} Ebenen beträgt in diesem Fall bis zu 200. Die Tiefenätzrate beträgt ca. 1 µm/min abhängig vom Siliziumeintrag, dadurch ergeben sich Ätzzeiten bis zu neun Stunden. Die Ätzrate des Maskenmaterials Siliziumnitrid kann vernachlässigt werden.

4.2.2 Ätzevorhalte

Problematisch beim anisotropen Nassätzen von Silizium sind Maskenstrukturen mit konvexen Ecken. Ein Beispiel sind zwei gekreuzte V-Gruben, die unerwartete Ergebnisse im Ätzprozess liefern (Abbildung 44). Den weniger stark gebundenen Eckatomen, die Teil einer $\{111\}$ Ebene sein sollten, fehlt eine kovalente Bindung zum Nachbaratom. Es entsteht eine Ebene mit hoher Ätzrate, die oft als $\{411\}$ Ebene bezeichnet wird (schnellstätzende Ebene), da die makroskopische Ausrichtung der geätzten Flächen näherungsweise dieser oder einer ähnlich hoch indizierten Ebene entspricht. Im atomaren Maßstab besteht sie jedoch aus angeätzten $\{111\}$ Ebenen. Ohne zusätzliche konstruktive Maßnahmen ist es somit nicht möglich, eine von $\{111\}$ Ebenen begrenzte, konvexe Ecke herzustellen.

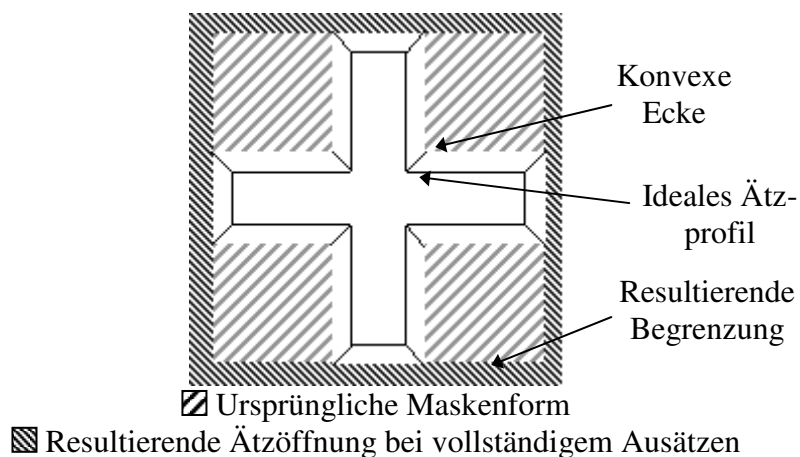


Abbildung 44: Anisotropes Ätzen ohne Ecken Vorhalt

Um die konvexen Ecken vor einem Ätzangriff zu schützen, müssen Vorhaltestrukturen im Maskenentwurf vorgesehen werden. Die einfachste Möglichkeit besteht darin, an die konvexe rechteckige Ecke einen Balken anzufügen. Damit sind an der angestrebten Ecke nunmehr konkave Ecken und konvexe Ecken treten erst am Fuß der Balken auf. Während des Ätzprozesses werden die Enden angegriffen und laufen mit der Geschwindigkeit der schnellstätzenden Ebene (ca. dreimal schneller als die Tiefenätzrate) ähnlich einer Zündschnur auf die gewünschte Ecke zu.

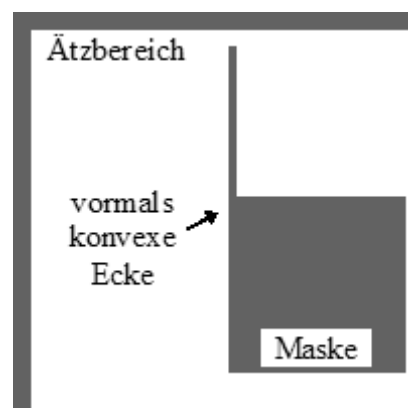


Abbildung 45: Schutz konvexer Ecken durch einen Balken Vorhalt

Die notwendige Länge dieses Balkens lässt sich aus der Ätzrate der schnellstätzenden Ebene sowie der Tiefenätzrate bestimmen [24]:

$$L = 2 * H * \frac{R\{411\}}{R\{100\}} - \frac{B_{\langle 110 \rangle}}{2 * \tan(30,96^\circ)} .$$

Gleichung 61: Berechnung von Balkenvorhalten

Abgezogen wird dabei die Breite des Steges unter Berücksichtigung des Winkels der schnellstützenden Ebene.

Auf diese Weise ergeben sich insbesondere für große Ätztiefen wie beim Durchätzen von Wafern sehr lange Vorhalte, die die Designmöglichkeiten stark einschränken, bzw. ein platzsparendes Design unmöglich machen würden [24][69]. Weiterhin ist die Form der resultierenden Ecke u. U. von großem Interesse, einfache Balkenvorhalte führen typischerweise zu rauen und zerklüfteten Oberflächen. Verschiedene Varianten zeigt Abbildung 46.

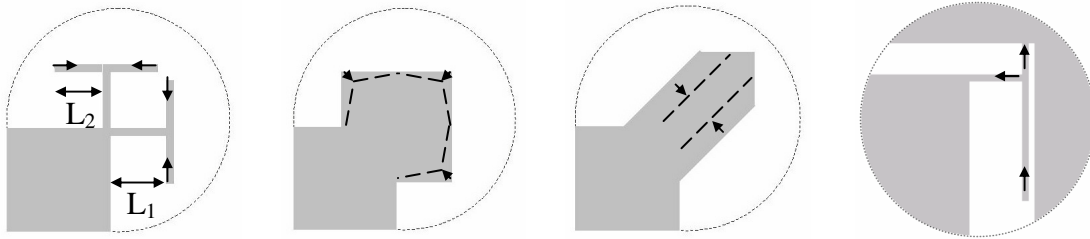


Abbildung 46: Ätzworhaltvarianten: a) T-Form, b) Quadrat, c) Band und d) unsymmetrisches T

Die Variante Quadrat b) ermöglicht eine bessere Annäherung der entstehenden Ecke an die $\{111\}$ -Ebenen, ein nahezu perfektes Ätzergebnis ist mit einem Band c) möglich, dabei ist der Platzbedarf aber ähnlich hoch wie bei einfachen Balken. Wirklich platzsparendes Design ist mit dem abgewinkelten T-Design a) und dem unsymmetrischen T d) möglich. Zu beachten ist dabei jedoch die Lage und Form der Materialreste, die durch die Vorhaltestruktur verursacht werden. Soll der Wafer durchgeätzt werden, um freitragende Strukturen zu erhalten, ist dieser Punkt besonders kritisch.

Unter Berücksichtigung der Geometrie ändert sich Gleichung 61 für die T-Form zu

$$L_1 + L_2 = 2 * H * \frac{R\{411\}}{R\{100\}} - B_{\langle 110 \rangle} * \left(\frac{3}{2 * \tan(30,96^\circ)} - 1 \right) .$$

Gleichung 62: Berechnung von T-förmigen Ätzworhalten

Für $100 \mu m$ Wandstärke und mit Ätzraten, die aus einer Probeätzung ermittelt wurden, ergibt sich die Länge der T-Vorhalte für die Außenmaske aus

$$L_1 + L_2 = 2 * 500 \mu m * 1,47 - 50 \mu m * \left(\frac{3}{2 * \tan(30,96^\circ)} - 1 \right) = 1470 \mu m - 75 \mu m = 1395 \mu m .$$

Gleichung 63: Rechenbeispiel eines Ätzworhaltes, Außenmaske, T-Form

Aus der Probeätzung lässt sich weiterhin ein Toleranzbereich des Ätzratenverhältnisses bestimmen, so dass die Vorhalte in der Art bemessen werden, dass die Trennung der Schlei-

fenstruktur vom Rahmen (freitragend) sicher gewährleistet werden kann, während die Wand der Röhre nicht abgedünnt oder gar durchgeätzt wird („Löcher“ in der Ecke).

Die Ätzreste, die durch die Vorhalte im Bereich der Ecke verbleiben, stellen eine zusätzliche Masse dar, die die Messempfindlichkeit vermindert. Ätzreste im inneren der Röhre verringern zudem den Querschnitt des Kanals und sollten daher nur so groß wie nötig sein.

Abbildung 47 zeigt das Layout der Ätzmasken, wobei schraffierte Bereiche vor dem Ätzangriff geschützt werden. Alle konvexen Ecken wurden mit T-förmigen Vorhalten versehen.

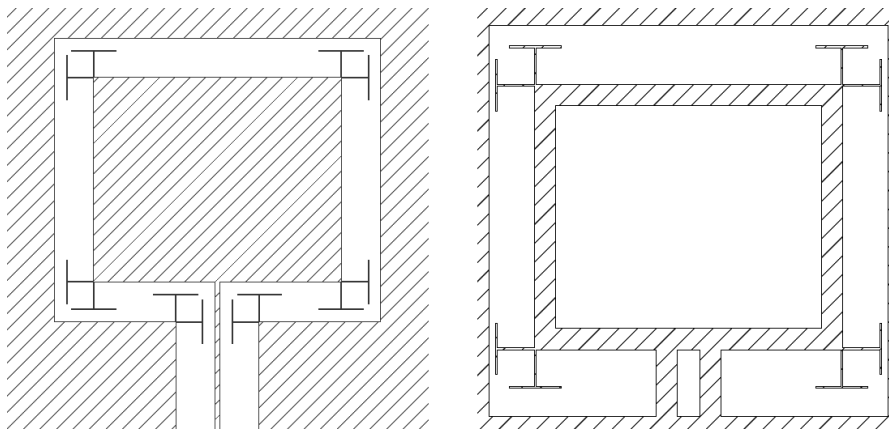


Abbildung 47: Ätzmaske innen und außen, Ausschnitt einer Schleife

Die Maskierung für die innere Kanalstruktur wird dabei als „vergrabene“ Maske vor dem Nassätzen angelegt. Die Ätztiefe der Außenmaske ist um die Wandstärke der Röhre größer als die der Innenmaske. Die Außenmaske wird zunächst nur um diesen Differenzbetrag geätzt, dann wird die vergrabene Innenmaske geöffnet, so dass der zweite Ätzschritt beidseitig erfolgt.

Der Vorteil der vergrabenen Maske liegt dabei in der Minimierung der Anzahl der Prozessschritte nach dem ersten Ätzschritt, was den Prozess in Bezug auf das Waferhandling stark vereinfacht. Für beide Ätzmaskierungen wird das Siliziumnitrid aus dem selben LPCVD-Prozess verwendet, dadurch werden zusätzlich Prozessschritte eingespart. In früheren Arbeiten hatte sich auch gezeigt, dass jeder Hochtemperaturschritt mit dem einkristallinen Wafermaterial (z.B. thermisches Oxid erzeugen) zu einer deutlichen Verschlechterung der Kristallqualität und damit des Ätzergebnisses führt. Auf einer schon teilweise geätzten Struktur ist zudem der LPCVD-Schritt kritisch wegen der hohen Zugspannung im Nitrid, so dass eine stabile Bedeckung der scharfen Ätzkanten nicht immer gewährleistet ist. Abbildung 48 zeigt eine konvexe Ecke nach dem zweiten Ätzschritt und Entfernung des Nitrids.

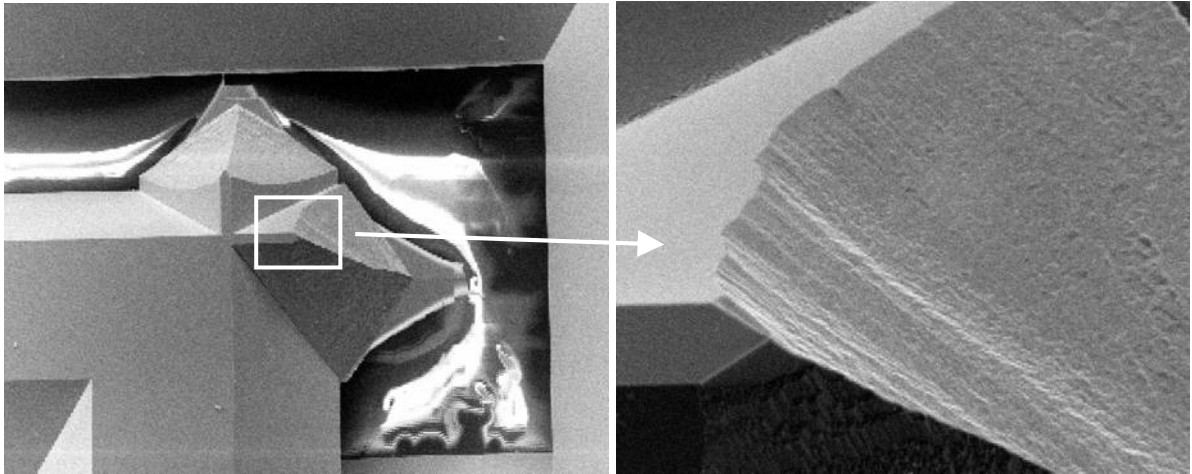


Abbildung 48: REM-Aufnahmen einer konvexen Ecke nach zweistufigem Ätzen, Überreste der Kompensationsstrukturen am Ätzboden (Durchbruch)

Versuche mit anderen Ätzvorhalten (Abbildung 46) führten in Verbindung mit Si_3N_4 als Maskenmaterial zu unbefriedigenden Ätzergebnissen. Die verbesserte Form der konvexen Ecke konnte zwar im Prinzip gezeigt werden (Abbildung 49), jedoch konnte der Schutz der $\{111\}$ -Ebenen durch die Maske im Bereich um die konvexe Ecke nicht sichergestellt werden. Der Unterschied zum Balkenvorhalt besteht in der großflächigen Unterätzung des Siliziumnitrids. Aufgrund der typisch hohen Zugspannung der Schicht entsteht im Ansatzpunkt der Maske ein Bereich großer mechanischer Spannung, die den Ätzprozess beeinflusst [70] und den Schutz der $\{111\}$ Ebenen vermindert. Es wurde auch beobachtet, dass das unterätzte freitragende Siliziumnitrid der Maske aufgrund der Eigenspannung schnell reißt. Dadurch könnte die Maske zusätzlich in den Ecken (Abbildung 49) belastet werden.

Da der Prozessablauf des Siliziumnitrids nicht geändert werden sollte und selbst dann Zugspannungen kaum zu verringern sind, ohne Fehlstellen (insbesondere Pinholes) in der Schicht zu riskieren, wurden diese Formen der Ätzvorhalte verworfen. Zu realisieren wären sie sehr wahrscheinlich mit Siliziumoxid als Ätzmaske, welches aber selbst eine deutlich höhere Ätzrate in der verwendeten Kalilauge aufweist [71]. Sehr dickes Maskenmaterial wird dadurch nötig (mehrere Mikrometer) oder eine Verringerung der Prozesstemperatur, was aber die Prozesszeit erheblich verlängert [72]. Auch einige Metalle und Metalloxide können als Ätzmaske verwendet werden, entsprechende Prozessabfolgen wurden vorgestellt und sind nicht unproblematisch [73].



Abbildung 49: links: Lichtmikroskopie einer konvexen Ecke mit Bandvorhalt, rechts: kritische Ecken

Insgesamt konnten mit diesen Berechnungsmodellen sehr gute T-Vorhalte bestimmt werden und der Einsatz von Simulationsprogrammen erwies sich für diese Strukturen als unnötig [74].

4.3 Fügen der Halbschalen zu Siliziumröhren

Durch Silizium-Direktbonden werden aus den Halbschalen geschlossene Kanalsysteme geformt. Das Bonden der bereits durchgeätzten und damit freitragenden Siliziumstruktur ist anspruchsvoll, verkürzt den Prozessablauf aber erheblich und vermeidet Probleme beim anisotropen Ätzen, auf die im Anschluss näher eingegangen werden soll (Abschnitt 4.3.2)

4.3.1 Silizium-Direktbonden

Silizium-Direktbonden ist ein Fügeverfahren zum zwischenschichtfreien Verbinden zweier oder mehrerer Siliziumwafer. Verwendet man bereits strukturierte Scheiben als Bondpartner, ist es möglich, verschiedene dreidimensionale Strukturen aufzubauen. Somit ist das Silizium Direktbonden eine entscheidende Technologie zur Erzeugung von fluidischen Funktionselementen in Volumenmikromechanik.



Beschreibung	Bemerkungen	Abbildung
SFB, Prebond, IR-Justage mit Abblendwafer da durchätzte Stellen	Vakuumsaugung	
SFB, Tempern 1000 °C	Entlüftung muss Druckaufbau im Innern verhindern	

Tabelle 14: Silizium-Direktbonden der Kanäle

Entscheidend für die Bondbarkeit des Siliziums ist die Rauheit der Oberfläche. Polierte Wafer liegen typisch bei $R_a = 0,2 \dots 0,3 \text{ nm}$ und ermöglichen eine stabile Bondverbindung. Um diese Rauigkeit eines prozessierten Wafers zu erreichen, kann ein Polierschritt eingefügt werden (CMP – Chemical Mechanical Polishing) [75]. Da die Siliziumstrukturen in diesem Fall durchgängig durch eine Siliziumnitridschicht geschützt sind, ist die Bondbarkeit nach dem nasschemischen Entfernen der Schicht wieder gegeben.

Am besten beherrscht ist das hydrophile Bonden, bei dem die Oberflächen der Bondpartner durch Reinigung und Oberflächenaktivierung (HF-Dip und nachfolgend Plasma) mit OH-Gruppen möglichst abgesättigt werden. Die Bondpartner werden zueinander justiert und in Kontakt gebracht und im günstigsten Fall erfolgt ein spontaner Prebond, bei dem eine Bondwelle über die Kontaktfläche läuft. Dieser Prozess kann durch äußeren Druck unterstützt werden.

Das Ausbilden der Bondwelle konnte auch bei den durchätzten Siliziumwafern beobachtet werden. Zusätzlicher Druck (Deckwafer und Stahlkugel zum Anpressen) ist nicht zu empfehlen, da die Strukturen dabei leicht beschädigt werden können.

Der Prebond entsteht durch Wasserstoffbrückenbindungen (Van der Waals-Kräfte) zwischen den OH-Gruppen der beteiligten Waferoberflächen. Dadurch liegt eine ausreichende Haftung vor, die den Transport zum Temperaturofen zulässt. Man unterscheidet das Hochtemperatur- und Niedertemperaturbonden [75][76]. Beim Hochtemperaturbonden (800°C bis 1000°C über mehrere Stunden) werden Festigkeiten erreicht, die dem Ausgangsmaterial entsprechen. Eine zerstörungsfreie Trennung ist somit nicht mehr möglich.

Schwieriger ist das Bonden strukturierter Wafer; durchgeätzte Wafer mit freitragenden Strukturen sind dabei besonders anspruchsvoll. Abbildung 50 links zeigt das Ergebnis des Prebonds im IR-Bild.

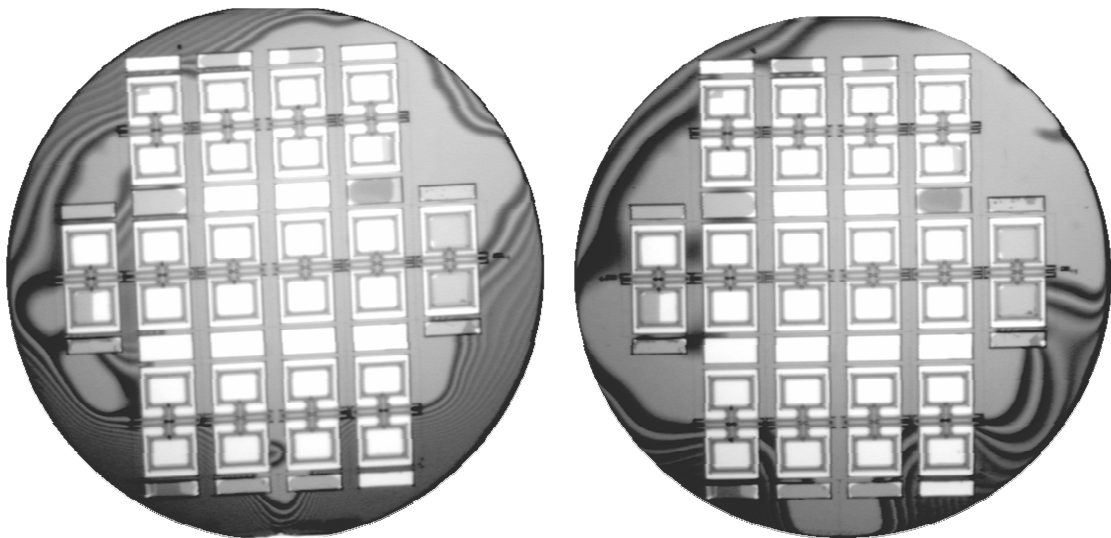


Abbildung 50 Bonden durchgeätzter Wafer, links: Prebond, rechts: getempert, IR-Aufnahmen mit Abblendwafer

Die Fehlstellen können durch den Hochtemperaturschritt (1000°C, 2 h) etwas zurückgedrängt werden. Die inneren Strukturen versprechen eine gute Weiterverarbeitung mit funktionsfähigen Sensorelementen. Im Außenbereich sind Ausfälle zu erwarten (undichte Röhren). Eine Aufnahme im Rasterelektronenmikroskop einer heraus gebrochenen Schleife zeigt Abbildung 51.

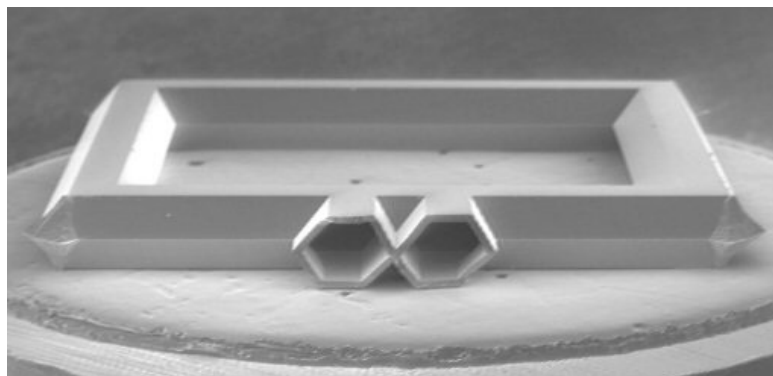


Abbildung 51: Sensorschleife REM-Aufnahme

Im folgenden Abschnitt wird ein Prozessablauf diskutiert, der diesen kritischen Bondschrift vermeidet, dafür aber Probleme beim anisotropen Ätzen verursacht.

4.3.2 Anisotropes Ätzen nach dem Hochtemperatur-Silizium-Direktbonden

Das Silizium-Direktbonden gestaltet sich deutlich einfacher, wenn die Wafer nicht durchgeätzt sind und damit keine freitragenden Strukturen vorhanden sind. Die zu bondenden Flächen sind größer, da die 100 µm dicken Kanalwände noch nicht strukturiert wurden, und die Bondwelle kann sich besser ausbreiten. Weiterhin verbessert sich das Waferhandling deutlich mit einer ungeätzten stabilen Seite.

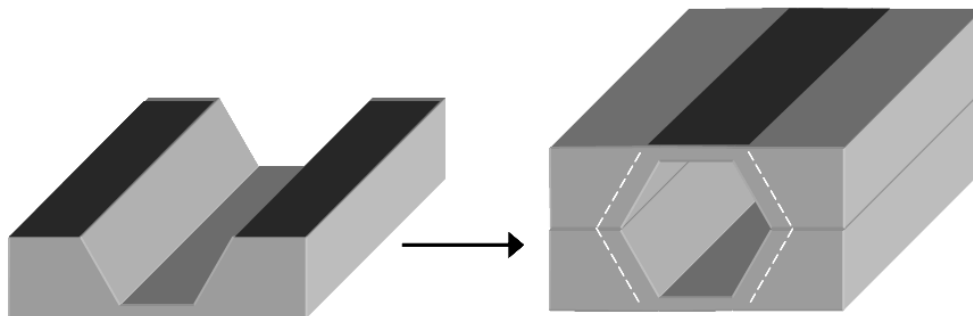


Abbildung 52: Bondschrift nach einseitigem Ätzen, zweiter Ätzschritt folgt

Bei dieser Art der Prozessführung werden zunächst nur die inneren Strukturen der Kanäle geätzt. Das Siliziumnitrid wird entfernt und nach der Bondvorbereitung werden die Wafer gefügt (Abbildung 52) und für die maximale Festigkeit bei 1000°C getempert. Es entsteht ein Verbund mit versteckten Kavitäten, der nochmals geätzt werden muss. Neues Siliziumnitrid wird als Maskenmaterial aufgebracht und mit der Außenmaske strukturiert.

Beim anschließenden Ätzschritt zeigte sich bei dieser Vorgehensweise eine erheblich stärkere Unterätzung der Maske. Die erwartungsgemäße Unterätzrate liegt bei max. 0,5 µm/h, so dass über die gesamte Ätzzeit eine Unterätzung der Maske von nicht mehr als 5 µm auftritt, typisch sind ca. 2 µm. Der gebondete Verbund weist eine bis zu zehnmal höhere Unterätzung auf, die nicht durch Ionen- oder Siliziumeintrag zu erklären ist [77] und auf die oben genannte Verschlechterung der Kristallqualität hinweist. Zusätzlich zu dem entstehenden Fehler der Geometrie reicht die Breite der T-Vorhalte an konvexen Ecken zum Teil nicht mehr aus, so dass die Strukturen ab einem gewissen Zeitpunkt nutzlos sind und die Ecke dem vollen Ätzangriff ausgesetzt ist.

Durch systematische Ätzversuche mit temperaturbehandelten und gebondeten Wafern konnte der Hochtemperaturschritt während des Bondens als Ursache eingegrenzt werden. Auch ein vergleichbarer unprozessierter Siliziumwafer wies nach einer Hochtemperaturbehandlung (1000°C, 2 h) diese erhöhte Unterätzung auf. Ähnliches wurde von Aylin Hein in ihrer Dissertation [72] berichtet. Ursächlich für das verringerte Anisotropieverhältnis ist die Ausbreitung von Kristallfehlern (Stapelfehler) durch die höhere Energie der Einzelatome. Die Kristallfehler weisen eine höhere Ätzrate auf und führen zu „Löchern“ in der {111} Ebene. Der Schutz der Ebene ist nicht mehr gegeben und es bilden sich kleinere Ätzkanten (Ledges), bis eine unversehrte {111} Ebene freigelegt wurde.

Um dieses Problem zu vermeiden, kann die Unterätzung zusätzlich vorgehalten werden, das Ätzergebnis ist aber aufgrund der Ledges unbefriedigend. Der Hochtemperaturschritt beim Silizium-Direktbonden kann vermieden werden. Auch durch längeres Tempern bei niedriger Temperatur (z. B. 250°C, 12 h) kann eine stabile Waferverbindung erreicht werden auch wenn die Festigkeit nicht maximal sein wird [78]. Die eleganteste Variante stellt aber die direkte Strukturierung der Halbröhren dar (Abschnitt 4.1). Gelingt das Bonden der strukturierten Halbschalen, vereinfacht sich der Prozess erheblich, die Prozesszeiten werden verkürzt und das Ätzergebnis ist optimal.

4.3.3 Mehrfachbond freitragender Siliziumstrukturen

Um mehrlagige Kanalstrukturen in Volumenmikromechanik zu erzeugen, ist das mehrfache Silizium-Direktbonden ein erfolgversprechendes Verfahren. Für die Massendurchflussmessung sind jeweils zwei Wafer für den oberen und unteren Kanal erforderlich sowie ein dünnerer Zwischenwafer als Abstandshalter. Den Abstand über einen zusätzlichen Ätzschritt und damit ohne Zwischenwafer einzustellen ist ebenfalls denkbar, verkompliziert jedoch den Ätzablauf und vermindert den Kanalquerschnitt.

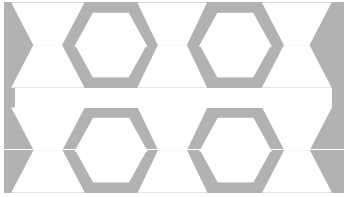
Beschreibung	Bemerkungen	Abbildung
SFB mit einem durch Trockenätzen strukturierten Spacerwafer (Dicke 320 µm)	Komplettbond und schrittweise Aufbau mit Zwischenreinigung wurde getestet	

Tabelle 15: Aufbau einer zweilagigen Kanalstruktur durch Mehrfachbond

Verschiedene Bondabläufe wurden getestet. Eine Möglichkeit besteht darin, alle beteiligten Fügepartner zu reinigen, zu aktivieren und den Verbund durch mehrfachen Prebond aufzubauen, anschließend erfolgt ein gemeinsames Tempern [43]. Die Festigkeit des Prebonds erwies sich als ausreichend für diese Vorgehensweise. Vorteilhaft ist die einfache und schnelle Prozessabfolge unter reproduzierbaren Randbedingungen. Als problematisch erwies sich das Bonden einer Rückseite, die im vorangegangenen Justageschritt in geeigneter Art festgehalten wurde (Vakuumanasugung). Auf den Oberflächen treten immer wieder Verschmutzungen auf, die zu erheblichen Bondfehlern führen. Es zeigte sich als notwendig, unter den gegebenen Bedingungen zwischen den Bondschritten zu reinigen.

Um Verunreinigungen zu vermeiden, werden die Kanalstrukturen daher einzeln gebondet und in separaten Schritten mit dem Zwischenwafer zusammengefügt. Vorher erfolgt eine komplette Bondvorbereitung, wobei aufgrund der Kavitäten dem Spülen und Trocknen besondere Bedeutung zukommt.

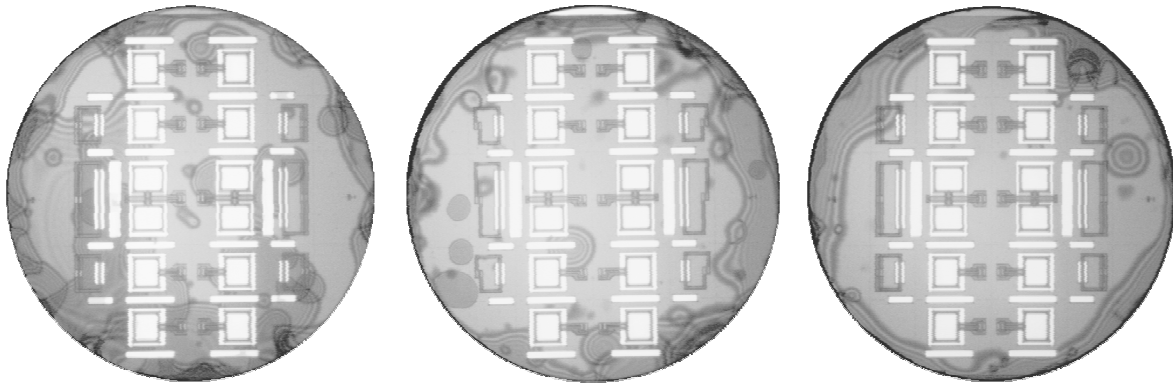


Abbildung 53: Infrarotaufnahme Mehrfachbond mit Zusatzwafer zum Abblenden der durchätzten Bereiche (weiß), links: Bonden ohne Zwischenreinigung, mittig und rechts: mit Zwischenreinigung

Es ist auf absolute Sauberkeit zu achten, da ein Bondfehler pro Chip ausreicht, die Struktur funktionsuntüchtig zu machen, Abbildung 53 links zeigt Fehler in den verschiedenen Lagen, die in der Summe keinen fehlerfreien Chip erwarten lassen. Durch die veränderte Bondabfolge (Abbildung 53 mittig) und verbesserte Sauberkeit (Abbildung 53 rechts) kann eine akzeptable Bondverbindung erreicht werden, die zur Weiterverarbeitung geeignet ist.

Sowohl für die zweilagigen Sensorröhren als auch für die Einfachröhren und -schleifen werden Deckelteile benötigt, um die Anregeelektroden zu positionieren. Bei den zweilagigen Strukturen wäre auch die elektrostatische Anregung zwischen den Schleifen möglich. Die gegenphasige Bewegungsmode ließe sich so anregen. Hierfür müssten die Schleifen elektrisch gegeneinander isoliert und unterschiedlich angesteuert werden. Zudem ist ein geringer Spaltabstand zwischen den Schleifen erforderlich, um eine ausreichend hohe Anregekapazität zu erhalten. Die Isolationsschicht darf weiterhin den Bondprozess nicht negativ beeinflussen, weshalb die Variante mit Deckelwafern bevorzugt wird. Auf die Herstellung soll im folgenden Abschnitt näher eingegangen werden.

4.4 Herstellung von Glasdeckeln mit Elektroden

Den Prozessablauf im Überblick zeigt Tabelle 16. Als Wafermaterial wird feuerpoliertes Borfloatglas der Dicke 500 μm verwendet.

Beschreibung	Bemerkungen	Abbildung
Glaswafer 500 μm , Cr-Au Maske für Glasätzen abscheiden		
Strukturieren der Ätzmaske durch Fotolithographie und Chrom-/Goldätzen	Beim Chromätzen Unterätzung der Goldschicht vermeiden	
Glasätzen HF 10 μm , Elektrodenabstand definieren	Unterätzung (isotroper Prozess)	





Maske entfernen		
Elektrodenmaterial abscheiden (Chrom-Gold)		
Elektroden galvanisch verstärken, Photolack maskiert	Genügend Abstand der Elektroden zu Muldenrand (100 µm)	
Ganzflächiger Differenzätzschritt zum Entfernen der Startschicht	Elektroden verbleiben, beim Chrom ätzen Unterätzen der Goldschicht vermeiden	

Tabelle 16: Prozessablauf zu Herstellung der Glasdeckel mit eingelassenen Elektroden

Auf dem Glaswafer werden durch isotropes Ätzen mit Chrom-Goldmaskierung Mulden gebildet. Die Muldentiefe bestimmt dabei den späteren Abstand zwischen den Anregeelektroden und dem Siliziumresonator. Durch Sputtern wird eine deckende Schicht aus 100nm Chrom und 300nm Gold erzeugt. An dieser Stelle wurden zwei unterschiedliche Wege verfolgt. Tabelle 16 zeigt den Ablauf mit galvanischer Verstärkung. Durch eine Lackmaske werden die Bereiche der Elektroden auf 2,3 µm Dicke verstärkt. Dadurch soll u. a. die Möglichkeit bestehen, die Kontaktflächen später auch durch Drahtbonden zu kontaktieren. Das Entfernen der Startschicht erfolgt nach einem Lackstrip ganzflächig, dadurch werden die Elektroden noch einmal unwesentlich abgedünnt.

Aus Gründen die nicht vollständig geklärt werden konnten, ist die Haftfestigkeit der galvanisch verstärkten Schicht problematisch. Die Elektroden heben zum Teil an den Ecken ab und reißen teilweise sogar ein. Ursächlich könnte der Sputterprozess bzw. die Vorbehandlung sein, möglich sind auch bei der Galvanik entstehende Eigenspannungen, die zur Verminderung der Haftfestigkeit führen. Um die Glasdeckel dennoch fertig stellen zu können, wurde eine Prozessfolge ohne galvanische Verstärkung getestet. Durch einen Umkehrschritt der Elektrodenmaske wurde die gesputterte Schicht direkt strukturiert, so dass Elektroden aus 100nm Chrom und 300nm Gold gebildet wurden, die eine gute Haftfestigkeit aufwiesen. Die Kontaktierung der Elektroden kann später z. B. durch einen Leitkleber erfolgen. Nachteile, die dadurch beim anodischen Bonden der Gläser auftreten, werden im nächsten Abschnitt besprochen.

4.5 Anodisches Bonden der Glasdeckelwafer

Anodisches Bonden ist ein Fügeverfahren, das eine feste zwischenschichtfreie Verbindung zwischen einem Glas- und einem Siliziumwafer ermöglicht. Es wird ein natriumhaltiges Bor-silikatglas verwendet (z.B. Pyrex oder Borofloat), zum Siliziumwafer justiert und in Kontakt gebracht. Es erfolgt ein spontaner Prebond, der den Transport zur Bondkammer ermöglicht. In der Bondkammer wird unter erhöhter Temperatur (typisch 400°C) eine Gleichspannung an den Verbund angelegt (bis zu 1000 V, Abbildung 54). Die Beweglichkeit der Natriumionen erhöht sich und sie verschieben sich weg von der Si-Kontaktfläche. Vom Silizium werden keine Ladungsträger nachgeliefert, so dass an der Grenzfläche im Glas eine negative Raumladungszone entsteht, die zu großen elektrostatischen Kräften zwischen den Fügepartnern führt.

Wasserstoff und Sauerstoff entweichen aus der Fügezone und es entstehen kovalente Bindungen. Am Verlauf des Bondstroms kann dieser Vorgang nachvollzogen werden.

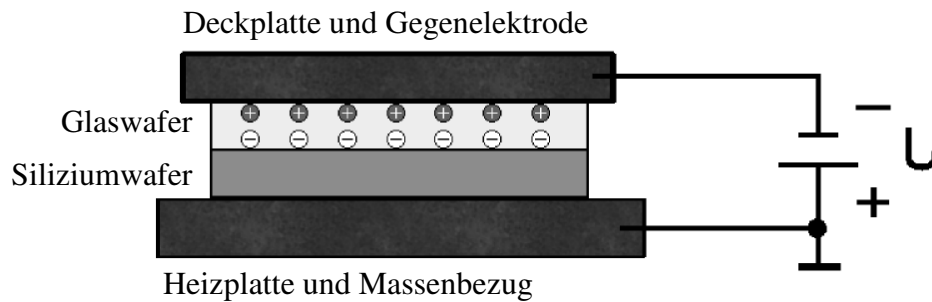


Abbildung 54: Anodisches Bonden schematisch

Aufgrund der größeren Kräfte und der geringfügigen viskosen Verformbarkeit des Glases sind bei diesem Bondverfahren größere Rauheiten verglichen mit dem Silizium-Direktbonden möglich ($R_a = 30 \text{ nm}$ wurden berichtet [79]). Tabelle 17 verdeutlicht die Prozessschritte, wobei die gestrichelten Linien die am Ätzboden der Glaswafermulden geführten Anschlussleitungen darstellen. Die eingesetzte Temperatur und die Dauer des anodischen Bondens sind für die Chrom-/Goldschicht normalerweise unkritisch.

Beschreibung	Bemerkungen	Abbildung
Bondvorbereitung anodisch Bonden, Piranha (Schwefelsäure/ Wasserstoffperoxid)	Spülen und Trocknen der Siliziumstruktur beachten oder trocken aktivieren	
Anodisches Bonden, 400 °C 1000 V, einseitig/ doppelseitig	Doppelseitiges Bonden mit kontaktierter Mittelelektrode (Siliziumteil) ist möglich	
Vereinzeln der Chips auf Wafersäge	Max. 3500 µm dicker Stapel	

Tabelle 17: Prozessablauf anodisches Bonden und Sägen der Chips

Zur Vermeidung von natriumhaltigen Ablagerungen auf dem Glaswafer wird ein zusätzlicher Glaswafer verwendet werden, dessen Verschmutzung den Verbund nicht beeinflusst [80].

Abbildung 55 zeigt einen fertigen Waferstapel mit kleineren Bondfehlern im Randbereich.

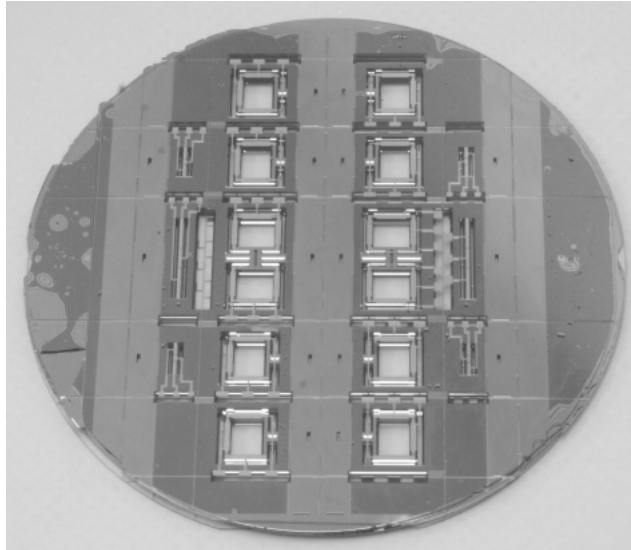


Abbildung 55: Stapel aus sieben Wafern (Glas-5xSilizium-Glas)

4.5.1 Pull-In Effekt beim anodischen Bonden

Während des anodischen Bondens fällt die angelegte Spannung mit andauerndem Strom vermehrt über der Grenzfläche Silizium-Glas ab. Für das Entstehen einer zuverlässigen Bondverbindung sind die elektrostatischen Kräfte Voraussetzung, für freitragende Strukturen können sie jedoch auch sehr negative Auswirkungen haben. Die statische Auslenkung kann empfindliche Strukturen zerstören und es ist auch möglich, dass federnd gelagerte Strukturen festbonden. Die Bondspannung kann verringert werden, wenn das Glassubstrat über eine strukturierte Elektrode gezielt kontaktiert wird [76]. Durch geeignete Isolierung kann auch der Potenzialunterschied zwischen der Siliziumstruktur und den Glaselektroden vermieden werden.

Für die Massendurchfluss- und Dichtesensoren nach Abschnitt 3.2 (Messröhren und -schleifen) kann der Einfluss dieses Problems anhand einiger einfacher Überlegungen abgeschätzt werden. Für die zweiseitig fest eingespannten Röhren ergeben sich aus den elektrostatischen Kräften weder ausreichend große Auslenkungen, um ein Anklappen der Strukturen (Pull-In) zu verursachen, noch sind die mechanischen Spannungen kritisch. Die Röhren sind bei dem Anregespalt von 10 μm ausreichend biegesteif.

Kritischer ist das Verhalten der Sensorschleifen. Nach Abschnitt 3.7.5 sind bei 1000 V statischer Anregung bereits Auslenkungen bis zu 10 μm zu erwarten, das Anklappen der Struktur erfolgt bereits bei 1/3 des Spaltabstandes (Abschnitt 2.2.3) und wird somit sicher erfolgen. Für die Sensorschleife selbst sind Auslenkungen bis 70 μm unkritisch, so dass das anklappen nicht zum Bruch führen wird. Eine Gefahr besteht aber im Anbonden der Siliziumstruktur. Hierbei zeigte sich aber, dass die Siliziumschleife zwar einen Abdruck auf der galvanisch verstärkten Goldelektrode hinterlässt, sie löst sich nach dem Abschalten der Bondspannung aber problemlos ab und beschädigt die Goldschicht kaum. Ein sehr schlechtes Ergebnis, bei dem Korrosion durch den Bondstrom zu erkennen ist, zeigt Abbildung 56 links. Aber auch diese Elektrode funktioniert und beeinflusst die Sensorschleife nicht negativ.

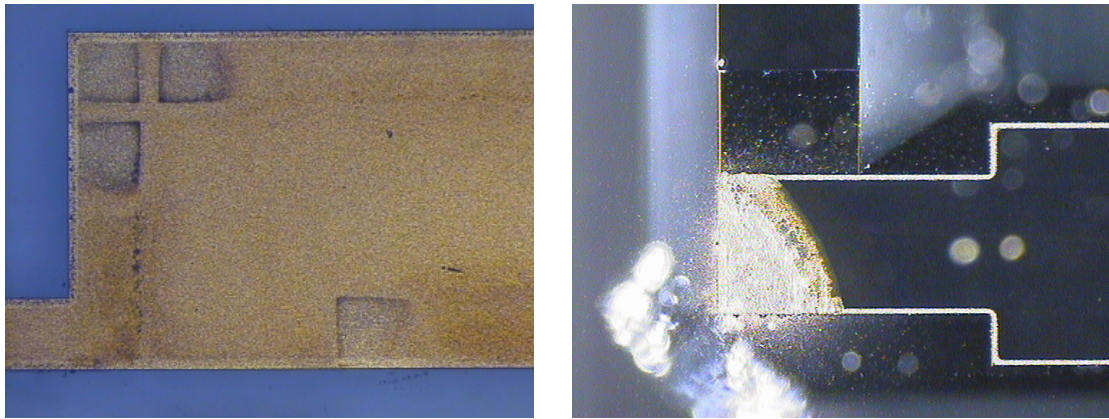


Abbildung 56: links: Abdruck und leichte Korrosion der Goldschicht (von oben, Siliziumschleife entfernt)
rechts: Abgerissene Chrom-Goldschicht (rückseitige Ansicht durchs Glas)

Ein anderes Bild zeigt sich, wenn die galvanische Verstärkung entfällt. Bei 400°C und einer Spannung von 1000 V wird die Schicht stark beschädigt und löst sich an den Berührungspunkten vom Glas (Abbildung 56 rechts). Der Anregespalt ist kurzgeschlossen und die Chips sind unbrauchbar. Im Umfeld der Ecke finden sich Metallreste, die für eine starke Erwärmung des Metalls unter dem Einfluss des Bondstroms sprechen. Unter diesem Gesichtspunkt scheint die Verstärkung der Schicht zwingend erforderlich, wenn man keine konstruktiven Gegenmaßnahmen treffen kann, die das Anklappen verhindern würden.

Ein anderer Weg, durch den bereits beschichtete Glaswafer dennoch verwendet werden konnten, eröffnete sich durch die Veränderung der Bondparameter. In einem Substratbonder der Firma Karl Süss MicroTec konnte eine gute Bondverbindung bei reduzierter Temperatur (320°C) und verkürzter Bondzeit erreicht werden. Die thermische Belastung für die Chrom-Goldschicht war entsprechend geringer und die Elektroden wurden deutlich weniger angegriffen und lösten sich nicht vom Glas (Abbildung 57).



Abbildung 57: Chrom-Goldelektrode, Rückseite (durchs Glas); verformt aber kein Kontakt

Es kann festgehalten werden, dass entweder die galvanische Verstärkung davor schützt, dass die Siliziumstruktur anbondet, oder die Bondparameter müssen so gewählt werden, dass die Chrom-Goldschicht minimal belastet wird. Eine weitere sehr gute Lösung wäre sicherlich die Vermeidung des Pull-Ins der Siliziumstrukturen durch geringere Spannungen im Chipinneren.

Die verwendeten Masken und einige Hinweise zum Entwurf dieser, sollen im nächsten Abschnitt noch einmal übersichtlich dargestellt werden.

4.5.2 Maskensatz Siliziumröhren mit Glasdeckel

Für den Prozess wurden insgesamt fünf Masken verwendet. Da eine Röhre aus zwei gebondeten Siliziumteilen besteht und die Sensoren zum Teil zweilagig ausgeführt wurden, ergeben sich besondere Ansprüche an die Symmetrie des Entwurfs, wenn man keine zusätzlichen und eigentlich unnötigen Masken verwenden möchte. Zur Anwendung kommen quadratische Quarzglasmasken der Firma Photronics MZD GmbH in Dresden mit der Kantenlänge fünf Zoll (12,8 cm).

Name der Maske	Beschreibung
Innenmaske	Anisotropes Ätzen der inneren Kanalstrukturen
Außenmaske	Anisotropes Ätzen der Rohre von außen
Spacermaske	Trockenätzen des Abstandshalters für mehrlagige Strukturen
Glasdeckelmaske	Isotropes Ätzen der Glasmulden
Elektrodenmaske	Strukturierung bzw. galvanische Verstärkung der Goldelektroden

Tabelle 18: Übersicht der verwendeten Masken

Um zwei gleiche Halbschalen zu einer Röhre fügen zu können, muss der Entwurf mindestens eine Spiegelsymmetrie aufweisen. Je zwei geätzte Wafer werden dann bei der Bondjustage zu einer Röhrenstruktur zusammengeklappt. Abbildung 58 zeigt einen Chipausschnitt mit der eingezeichneten Symmetrielinie (y-Richtung).

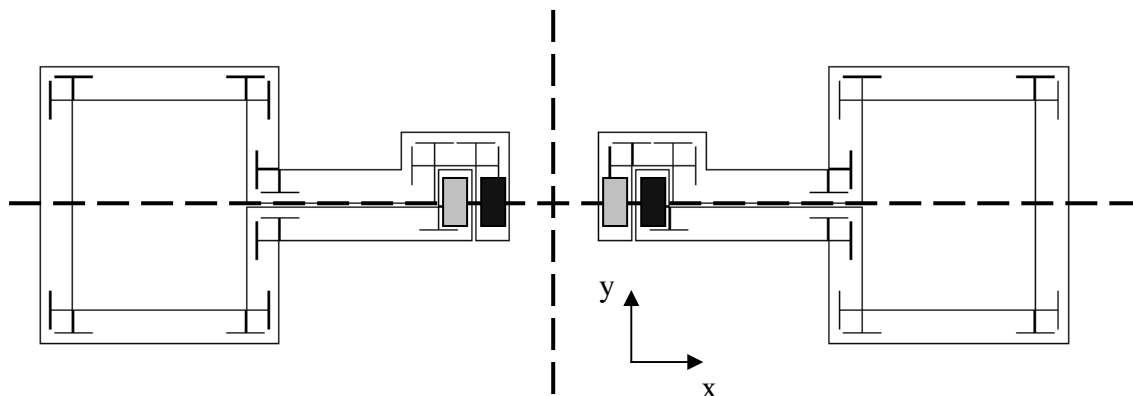


Abbildung 58: Chipausschnitt Innenmaske mit Symmetrie- bzw. Klapplinien, helles Rechteck: Durchbruch nach oben, dunkles Rechteck Durchbruch nach unten durch die Kanalwand (Außenmaske)

Komplizierter ist die Umsetzung der zweilagigen Strukturen ohne zusätzliche Masken unter der Bedingung, dass die fluidische Verbindung der Lagen innerhalb des Chips erfolgt. Verbindet man den oberen und unteren Kanal beispielsweise durch eine zusätzliche Röhre außerhalb des Chips, können die Anschlüsse horizontal durch sägen des Chips erfolgen. Soll der Anschluss allerdings vertikal erfolgen, kann auch die Verbindung der Lagen durch Positionierung der Öffnungen beim Bonden erfolgen.

Um die Siliziumstrukturen richtig zu verbinden, muss die Wirkung der Corioliskraft berücksichtigt werden. Die zweilagigen Schleifen werden zur Kompensation der auftretenden Kräfte im Gegentakmodus angeregt, demnach hat die Winkelgeschwindigkeit gemäß Gleichung 5 für beide Schleifen verschiedene Vorzeichen. Soll auch die Coriolisbewegung kompensiert sein, muss die Strömungsgeschwindigkeit folgerichtig das gleiche Vorzeichen aufweisen. Beide Schleifen müssen also in gleicher Richtung durchflossen werden. Analog gilt die Überlegung auch für das zweiseitig fest eingespannte Doppelrohr.

Aufgrund der vorangegangenen Spiegelung zur Herstellung der Röhren besteht die einzige Möglichkeit im nochmaligen Klappen der Waferverbunde um die x-Achse (Abbildung 58). Durch die Art der Kanalführung und der Durchbrüche wird gewährleistet, dass beim ersten Silizium-Direktbonds bzw. Klappen um die y-Achse ein Zufluss der Schleife von einer Waferseite und ein Abfluss zur anderen Waferseite realisiert wird (die Außenmaske ist nicht komplett spiegelsymmetrisch zur y-Achse). Beim zweiten Klappen um die x-Achse werden entsprechend Waferöffnungen kombiniert, wobei die gleichsinnige Strömungsrichtung eines Fluids gewährleistet ist. Der Zwischenwafer verbindet dabei nur die Öffnungen und ist für diese Überlegungen nicht von Interesse.

4.5.3 Verbesserte fluidische Anschlussstechnik

Die Herstellung der zweilagigen Sensorschleifen erfolgt durch einen Silizium-Direktbond mit insgesamt fünf Wafern. Der fluidische Anschluss der Röhren erfolgt durch vertikale Durchbrüche des Kanals zur Ober- und Unterseite hin. Die Ätzmaske ist gemäß Tabelle 13 so strukturiert, dass ein 500 μm dicker Siliziumwafer von einer Seite 400 μm tief geätzt wird (innerer Kanal) und von der anderen Seite 500 μm tief durchgeätzt wird.

Dabei treffen die Ätzfronten beider Seiten nicht aufeinander, da sonst zwangsläufig schnellstätzende Ebenen freigelegt werden, die zu starkem Unterätzen führen würden. Beim Durchbruch eines Kanals zur Außenseite müssen aber die Ätzungen beider Seiten zusammentreffen. Der Zeitpunkt des Zusammentreffens der Ätzfronten wird aus der Waferdicke abzüglich des ersten Ätzschrittes (ausschließlich Außenmaske) bestimmt. Bei einem 500 μm Wafer und 100 μm Wandstärke sind das demnach 200 μm Ätztiefe auf der Innenseite bzw. 300 μm auf der Außenseite (Abbildung 59 links). Die verbleibende Ätztiefe von 200 μm kann somit zu max. 600 μm Unterätzung führen, was die Strukturen verfälscht und beachtliche Chipfläche erfordert.

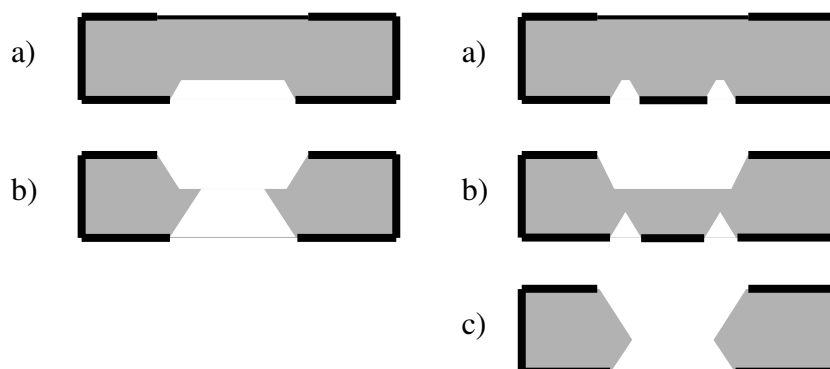


Abbildung 59: Kanaldurchbruch ätzen, links: ohne Ätzstopp, rechts: mit Ätzstopp durch V-Gruben

Dies kann vermieden werden, wenn die Tiefe der Ätzung durch geeignete V-Gruben begrenzt wird. Der Ätzangriff stoppt dadurch in einer Tiefe, die durch die Breite der Maskenöffnung genau eingestellt werden kann. Kurz vor Ende der Gesamtätzzeit erreicht die Ätzfront der Innenmaske die V-Gruben und der Durchbruch wird geöffnet (Abbildung 59). Das Prinzip gestaltet in der dritten Dimension etwas komplizierter, da bei einer rechteckig umlaufenden V-Grube zwangsläufig konvexe Ecken entstehen. Diese müssen vorgehalten werden, wobei die Vorhalte gegebenenfalls zu Resten führen. Das Maskenlayout des Durchbruchs in der Außenmaske zeigt die folgende Abbildung:

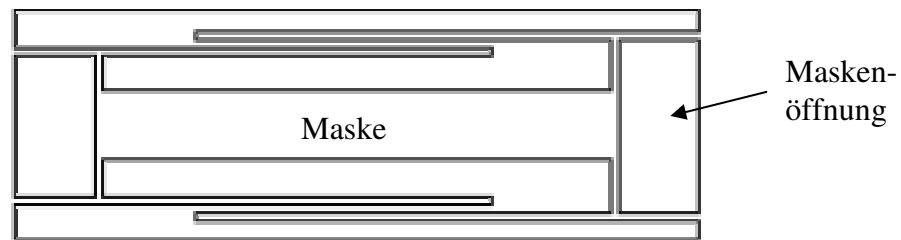


Abbildung 60: Maskenstruktur in der Außenmaske für umlaufende V-Grube mit Schutz der konvexen Ecken

Gemäß Abschnitt 4.5 wird zum Positionieren der Anregeelektroden der Siliziumteil des Sensors mit jeweils einem Glaswafer auf Ober- und Unterseite durch anodisches Bonden verbunden. Die Anregeelektroden werden dabei in $12\text{ }\mu\text{m}$ tiefen Glasmulden abgeschieden und strukturiert (Tabelle 17). Der fluidische Anschluss der Röhren wird nach dem Vereinzeln der Chips horizontal durch Einkleben einer Röhre oder bei ausreichend glatter Fläche auch durch Druck mit einem Dichtungsring realisiert. Die Sägekanten sind jedoch meist recht uneben, besonders bei mehreren gesägten Materialien (Glas und Silizium). Einkleben bringt ein zusätzliches Material in Kontakt mit dem geführten Fluid, das unter Umständen sehr reaktiv ist. Die Kontaktierung über die Stirnfläche ist also für kleine Stückzahlen unter Laborbedingungen einfach und günstig, für größere Anwendungen aber zu kompliziert, unsicher und nicht ausreichend langzeitstabil.

Um den fluidischen Anschluss in vertikaler Richtung zur Waferoberfläche realisieren zu können, müssen die Glasdeckel entweder ebenfalls vertikal geöffnet werden, oder es müssen einzelne Abschnitte des Glasdeckels entfernt werden. Vertikale Durchführungen können durch Sandstrahlen, Ätzen oder Bohren, speziell Laserbohren oder Ultraschallbohren realisiert werden [81]. In diesem Fall würde der Bereich um die Anschlüsse fest mit dem Silizium verbunden werden und man setzt den Anschluss bzw. Dichtring direkt auf das Glasloch auf.

Bei einer anderen Variante, die ohne Bohren durchzuführen ist, wird der Bereich um den Anschluss nicht gebondet. Dazu wird dieser Bereich als Glasmulde ausgeführt und mit dem Ätzschritt für die Gruben der Elektroden abgesenkt. Dann kann man durch geeignetes Setzen von Sägeschnitten einen Glaschip herauslösen, wodurch das Silizium direkt angeschlossen werden kann. Dabei ist zu beachten, dass der Glaschip nicht schon während des Sägeschnittes vollständig freigesägt wird, da er verkanten kann und das Sägeblatt Schaden nimmt.

Das Freisägen der Chips könnte durch einen genauen Sägeschnitt bis auf die Glasmulde erfolgen (Abbildung 61). Durch die Dicke des Verbundes ergibt sich hierbei jedoch eine Toleranzkette für die Dickenschwankung (Total Thickness Variation TTV) der Einzelwafer. Man könnte ein Eindringen des Sägeblattes in das Silizium um wenige $10\text{ }\mu\text{m}$ akzeptieren, ohne

innen geführte Kanäle freizulegen, jedoch verringert sich dadurch die Festigkeit des Chips. Daher ist ein Sägeschnitt in diesem engen Toleranzbereich nicht zu empfehlen.

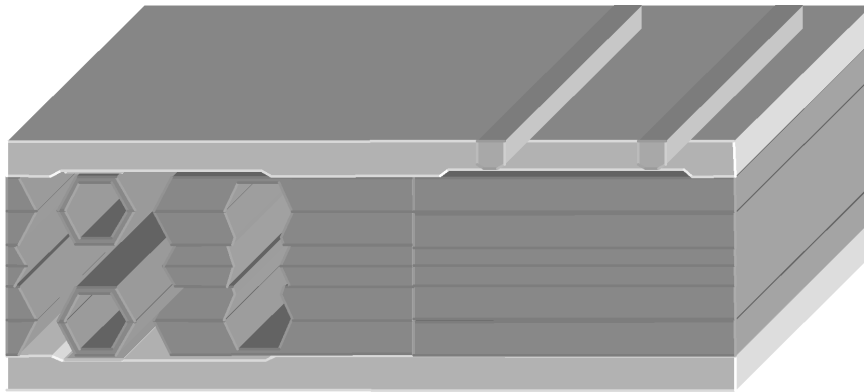


Abbildung 61: Glassägen bis auf die vorstrukturierte Mulde

Als Alternative wird ein Verfahren vorgestellt, das zunächst einseitig Sägenuten anlegt. Diese angeritzte Seite muss sehr sorgfältig gereinigt werden, damit sie anschließend anodisch gebondet werden kann (Abbildung 62). Dass die Oberflächenqualität für einen anodischen Bond ausreicht, wurde in einem Vorversuch getestet und bestätigt.

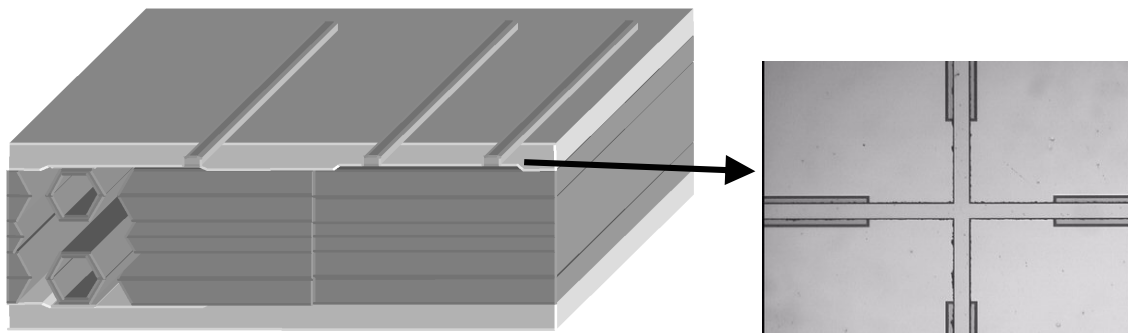


Abbildung 62: Bonden eines Glaswafers mit Sägenuten, links: gebondeter Stapel, rechts: Lichtmikroskopie der Sägeschnitte innerhalb der ca. 10 µm tief geätzten Glasmulde

Für den zweiten Sägeschnitt ergeben sich zwei verschiedene Sägetiefen. Zum Einen muss im Bereich der fluidischen Durchführungen der Glasdeckel ablösbar sein und zum anderen sollen die Chips vereinzelt werden. Dazu wird nach dem zweiten Glasschnitt ein Siliziumschnitt über die volle Dicke durchgeführt. Dabei ist ebenfalls zu beachten, dass keine freigesägten Glaschips mit dem Sägeblatt verkanten. Im Maskenentwurf wurden daher kleine Haltestege vorgesehen, die die Glaschips fixieren (Abbildung 62 rechts, seitlich der Sägenuten) und später gebrochen werden können.

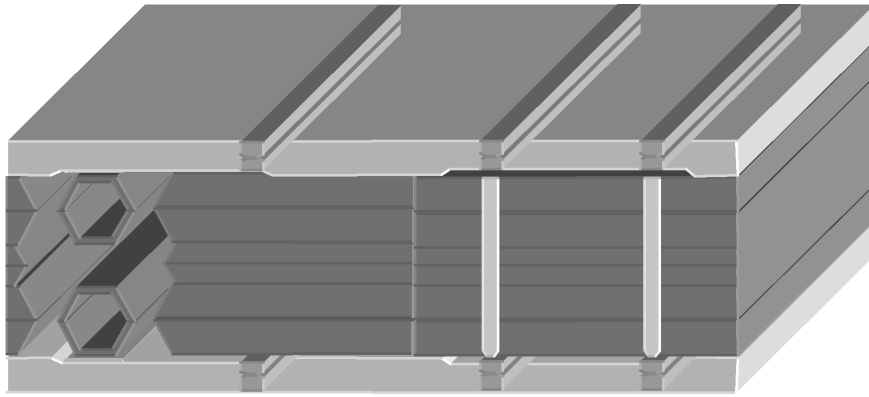


Abbildung 63: Zweiter Sägeschnitt und Siliziumsägen zum vereinzeln der Chips

Nach dem Sägen und Auslösen der Glasplättchen sehen die zweilagigen Sensorschleifen und -röhren folgendermaßen aus:

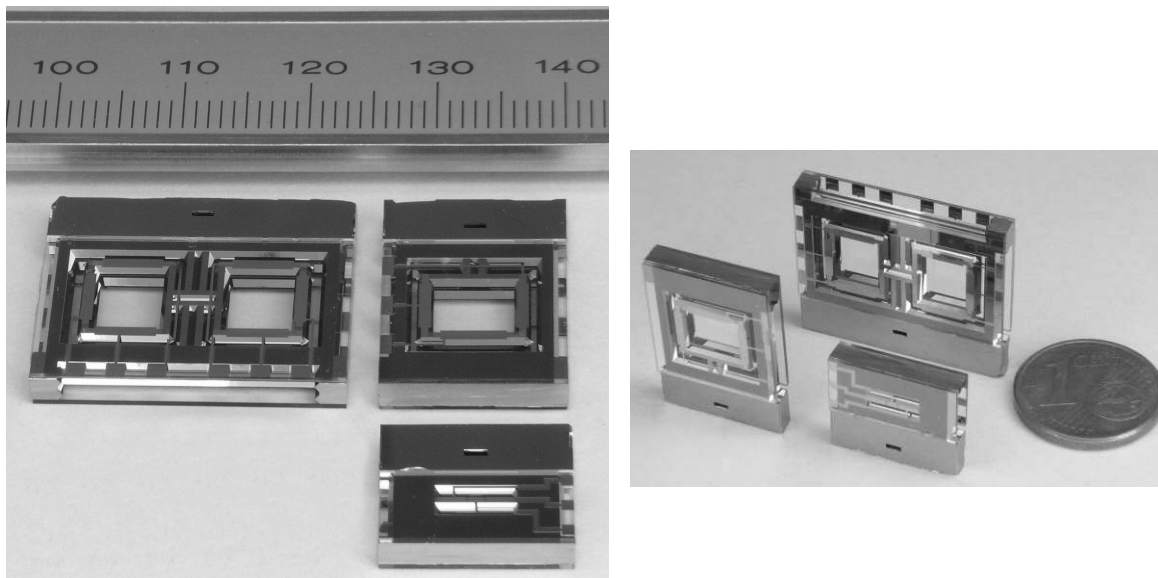


Abbildung 64: Fertige Sensorchips aus Silizium, Glas und Chrom/Gold

4.6 Vakuumdichte Verkapselung von Mikrostrukturen

Da die Sensorauslenkung und damit die Stärke des Messsignals direkt von der mechanischen Güte abhängt, sollen an dieser Stelle kurz Verfahren zur vakuumdichten Verkapselung von mikromechanischen Resonatoren vorgestellt werden [82].

Entscheidend für das Vakuum, das letztendlich um die innere Struktur herum eingeschlossen werden kann, ist der letzte Verfahrensschritt zum Abdichten des Hohlraums. Herstellungsabläufe, die ein Vakuum durch anodisches Bonden einschließen wurden vorgestellt [83][79]. Aufgrund von Ausgasungen während des Bondprozesses sind dabei Enddrücke von 1-10 mbar erreichbar.

Verbessert werden kann dieser Wert durch ein Gettermaterial; ein eingeschlossenes Metall wie beispielsweise Titan, das bei Aktivierung durch eine bestimmte Temperatur Gase binden kann [84]. Enddrücke kleiner 10^{-5} mbar können dabei erreicht werden.

Bei einer anderen Variante wird eine Metallabscheidung unter Vakuum (bevorzugt Bedampfen) als entscheidender Prozessschritt durchgeführt [85]. Eine Mikrodurchführung zur Kavität wird im Schritt zuvor offen gelassen und nach dem Abpumpen im Vakuum der Bedampfungsanlage wird die Durchführung durch abgeschiedenes Metall gefüllt und somit verschlossen. Dabei sind ebenfalls Drücke unter 10^{-5} mbar erreichbar.

Kritisch ist bei diesen Verfahren, die elektrischen Anschlüsse z. B. zu den Anrege- oder Messelektroden oder zum Resonator zu gewährleisten. Man unterscheidet Verfahren mit vertikalen und mit horizontalen Durchführungen. Horizontale Durchführungen müssen im Allgemeinen abgedichtet werden, beispielsweise durch Glaslote oder Glas-Fritten.

Interessante Verfahren zur vertikalen Durchkontaktierung wurden ebenfalls vorgestellt [33][81]. Dabei werden Löcher senkrecht zur Waferebene erzeugt durch Ätzen, Ultraschallbohren, Laserbohren oder Sandstrahlen und anschließend mit verhältnismäßig dicken Metallschichten bedampft.

Auch für die Coriolis-Massenflussbestimmung sind diese Verfahren sehr interessant, da die Dämpfung bei kapazitiver Anregung und Auswertung typischerweise hoch ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurden jedoch keine praktischen Untersuchungen zur Umsetzung einer Vakuumverkapselung durchgeführt.

Es konnte gezeigt werden, wie durch anisotropes Siliziumätzen und mehrfaches Silizium-Direktbonden durchgeätzter Wafer doppelagige Sensorschleifen und -röhren erzeugt werden können. Durch anodisches Bonden wurden zu dem Verbund Elektroden positioniert, die eine elektrostatische Anregung und kapazitive Auswertung erlauben. Dabei wurden die Glasdeckel so vorstrukturiert, dass einzelne Glasplättchen abgehoben werden können und die fluidischen Anschlüsse senkrecht zur Waferebene freigeben.

5 Kapazitive Messverfahren zur Charakterisierung mechanischer Resonatoren

5.1 Übersprechen bei kapazitiven Auswerteverfahren

Bei der elektrostatischen Anregung und kapazitiven Auswertung einer Resonatorstruktur tritt das Problem auf, dass die recht hohen Anregespannungen im Regelfall die gleiche Frequenz aufweisen wie die Bewegung des Sensors und damit auch die Änderung der Messkapazität. Bei hochimpedanter Kapazitätsmessung, z. B. durch eine konstante Spannung am Plattenkondensator und Messung der verschobenen Ladungen, kann deshalb das Anregesignal über parasitäre Kopplung auf die Messung Auswirkungen haben. Gerade bei Strukturen der Mikro-technik tritt häufig kapazitive Kopplung über Streufelder auf.

Die parasitären Kapazitäten der in Kapitel 4 beschriebenen Strukturen (Sensorschleifen) wurden gemessen und sind in Tabelle 19 zusammengefasst [86].

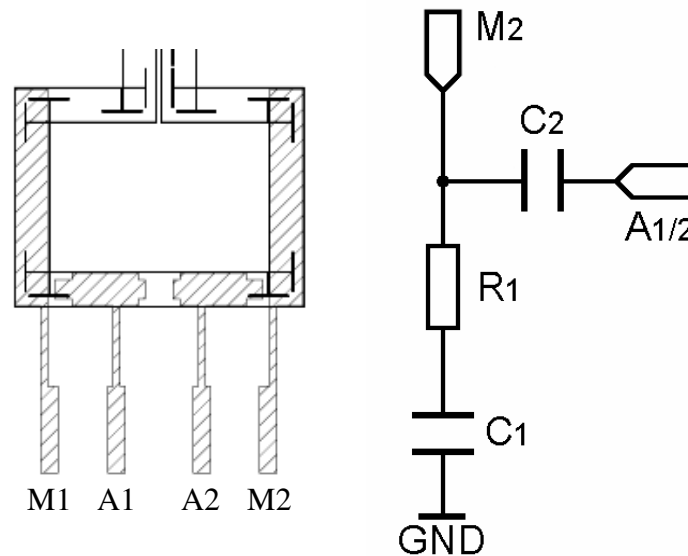


Abbildung 65: Anrege- und Messelektroden an einer Sensorschleife, rechts: Ersatzschaltbild (vereinfacht)

Der Messfehler dieser Kapazitätsbestimmung ist aufgrund der höheren Kapazität der verwendeten Messleitungen sehr hoch, die Größenordnung ist aber von Interesse. Bei Auslenkungen des Sensors von max. $2\ \mu\text{m}$ ergibt sich eine Änderung der Messkapazität nach Gleichung 9 von $0,6\ \text{pF}$. Bei einer hochimpedanten Ladungsmessung dominieren daher die Verschiebestrome der parasitären Kapazität verursacht durch die Anregespannung.

	Masse	A1	A2	M1	M2
A1	$\approx 1,5\ \text{pF}$...	$\approx 0,2\ \text{pF}$	$\approx 1\ \text{pF}$	$\approx 1\ \text{pF}$
A2	$\approx 1\ \text{pF}$	$\approx 0,2\ \text{pF}$...	$\approx 0,1\ \text{pF}$	$\approx 0,2\ \text{pF}$
M1	$\approx 3\ \text{pF}$	$\approx 1\ \text{pF}$	$\approx 0,1\ \text{pF}$
M2	$\approx 3\ \text{pF}$	$\approx 1\ \text{pF}$	$\approx 0,2\ \text{pF}$

Tabelle 19: Kapazität der Sensorelektroden

Tatsächlich zeigte sich in Messungen ein zwei bis drei Größenordnungen höheres Signal durch Übersprechen im Vergleich zum Messsignal, resultierend aus der Bewegung des Sensors, wobei die Auslenkungen jedoch aufgrund geringer mechanischer Güte unterhalb eines Mikrometers lagen. Um das Messsignal dennoch von der Anregung trennen zu können, bieten sich verschiedene Maßnahmen gemäß Tabelle 20 an.

Maßname	Prinzip	Vorteil	Nachteil
Signaltrennung im Zeitbereich [87][63][88]	Anregespannung wird für mehrere Takte abgeschaltet, Sensor schwingt aufgrund der Güte weiter	Prinzipbedingt kein Übersprechen möglich, sehr empfindliche Kapazitätsmessung realisierbar	Kein kontinuierliches Messsignal, hoher Schaltungsaufwand
Trennung im Frequenzbereich	Kapazitätsmessung durch Hochfrequenzsignal am kapazitiven Spannungsteiler	Trennung durch Filter möglich, kontinuierliche Auswertung	Schaltungsaufwand für Hochfrequenztechnik
Anregung mit halber Frequenz	Anregung mit halber Frequenz, Sensor schwingt mit Resonanzfrequenz	Kontinuierliche Auswertung im niederfrequenten Bereich	Keine passiven Filter, da Störsignal bei halber Messfrequenz, Lock-In Technik möglich.
Räumliche Trennung, Schirmung	Verringerung des Übersprechens durch konstruktive Maßnahmen	Kontinuierlich Auswertung bei geringem Schaltungsaufwand	Nicht realisierbar bei kapazitiver Auswertung eines mikrotechnischen Bauteils (Alternative: optischer Messplatz)

Tabelle 20: Maßnahmen zur Vermeidung von Übersprechen bei kapazitiver Messung

5.2 Kapazitive Auswertung mit zeitlicher Austastung

Zunächst wurde die Möglichkeit der zeitlichen Trennung untersucht und umgesetzt. Abbildung 66 zeigt die einzelnen Schaltungsteile und deren Funktion bei der Messung von Dichte und Massendurchfluss.

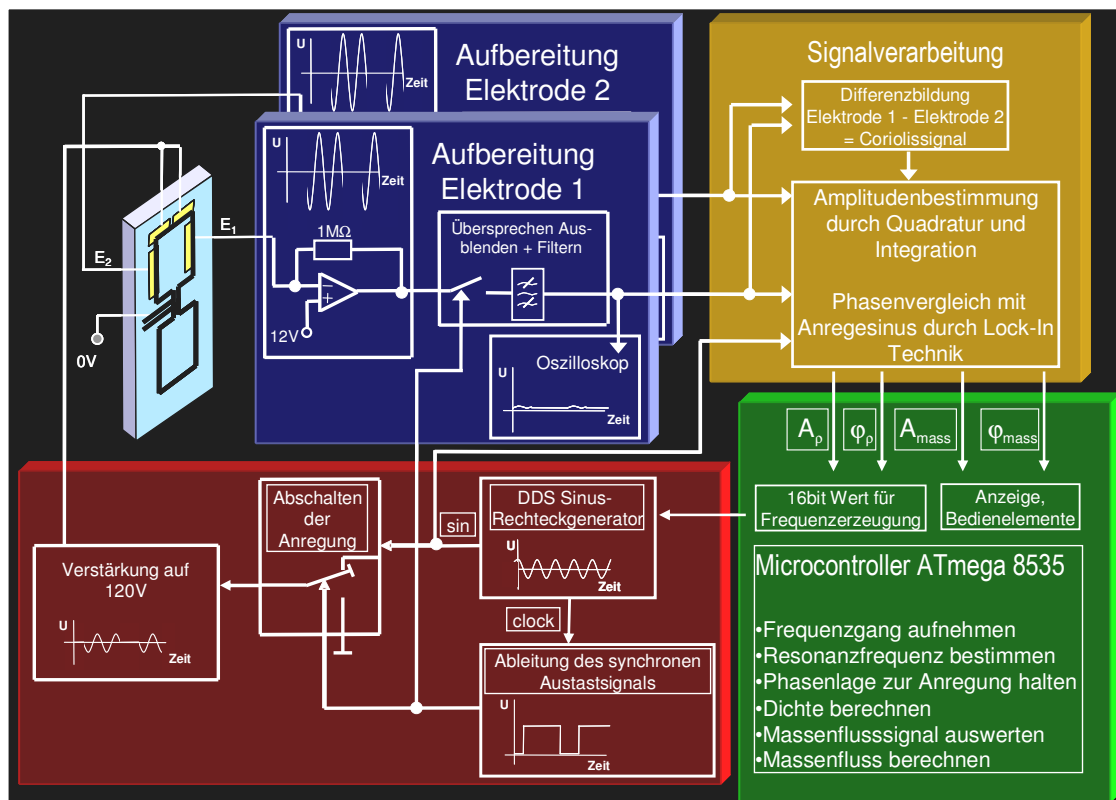


Abbildung 66: Blockdiagramm des kapazitiven Messplatzes mit Austastprinzip, rot hinterlegt: Anregungssignalerzeugung mit Austastung, blau: Messschaltung mit Austastung des Anregestörsignals, gelb: Bestimmung von Amplitude und Phasenlage relativ zur Anregung, grün: Mikrocontroller

Der Messplatz besteht aus der Anregungssignalerzeugung, dem Sensorelement, der Aufbereitung der Elektrodensignale, der Messsignalverarbeitung sowie der Regelung und Bedienung mittels Mikrocontroller. Auf die einzelnen Schaltungsteile sowie einzelne Bauelemente und schaltungstechnische Maßnahmen soll nun näher eingegangen werden.

5.2.1 Anregungssignalerzeugung und -austastung

Es ist sinnvoll, die Anregungsfrequenz zur einfachen Regelung und Anzeige von einem Mikrocontroller digital vorzugeben. Zur Signalerzeugung wurde dabei zunächst ein 16 bit Digital-Analog-Umsetzer (TDA 1541) geladen und die erzeugte Spannung durch einen spannungsge- steuerten Oszillator (Voltage Controlled Oscillator VCO, XR-8038) in eine Frequenz umge- setzt. Für empfindlichere Messungen erwies sich der VCO als nicht ausreichend frequenzsta- bil (ca. 1%), so dass auf einen direkten digitalen Synthesizer (DDS) zurückgegriffen wird (AD9838, siehe Abbildung 67).

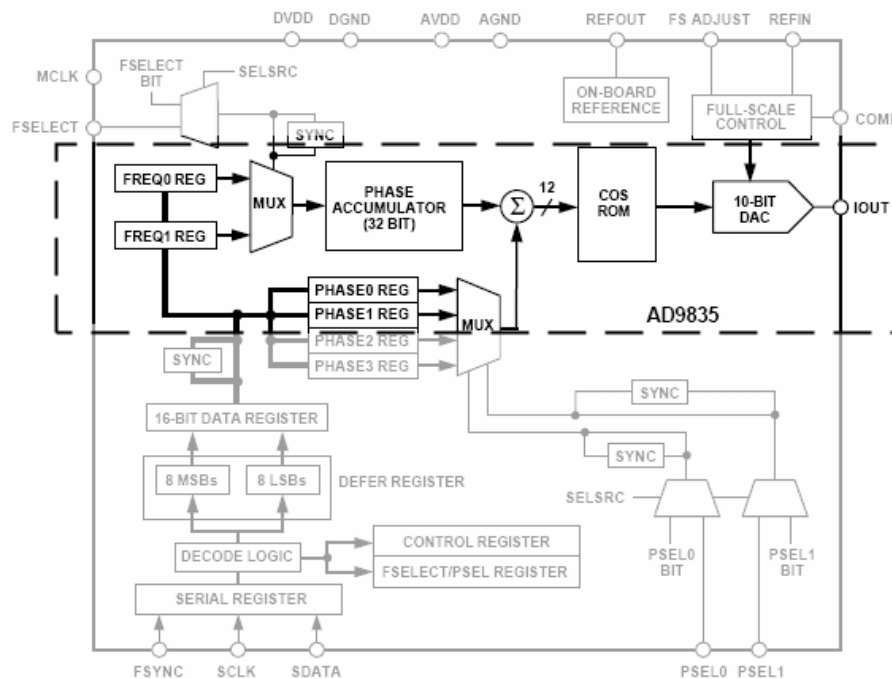


Abbildung 67: Blockdiagramm des AD9835, wichtigste Bereiche hervorgehoben

Ein DDS erzeugt mit Hilfe eines Festwertspeichers (ROM) und eines Digital-Analog-Umsetzers Stützstellen des zu erzeugenden Signals (z.B. Sinus). Der Adressraum des ROM entspricht hierbei einer vollständigen Periode des Signals. Zur Synthese eines Sinussignals ist es nur notwendig, mehr als zwei Stützstellen pro Periode zu erzeugen, daher können Adressen des ROMs durch Sprünge ausgelassen werden. Diese Sprünge werden durch einen einfachen Addierer realisiert, den Phasenakkumulator. Der addierte Wert (FREQ REG) bestimmt die erzeugte Frequenz. Am Analogausgang folgt ein steilflankiger Tiefpass zur Unterdrückung der Oberwellen. Die Grenzfrequenz des Filters ist dabei fest, da Signale tiefer Frequenz mehr Stützstellen aufweisen und daher weniger Leistung in den Oberwellen vorhanden ist. Höherfrequente Signale mit ausgeprägten Oberwellen werden stärker gefiltert. Man erhält durch die Verwendung eines VCO zur Frequenzerzeugung ein sehr phasenstabiles Signal (quarzgenau) mit fein einstellbarer Frequenz.

Die Austastung des Anregesignals erfolgt mit einem Analogschalter der Firma Maxim (MAX339), wobei der Austasttakt aus dem Rechteckausgang des DDS und einem einfachen Zählwerk, bestehend aus einem 4-Bit Zähler 74 393 sowie einem NAND-Gatter 7400 gewonnen wird. Es wird ein Taktverhältnis von 24 Anregezyklen zu 8 Messzyklen gewählt. Die anschließende Verstärkung des Signals wird mit einer Schaltung aus Operationsverstärker und spannungsfestem Bipolartransistor realisiert (Abbildung 68):

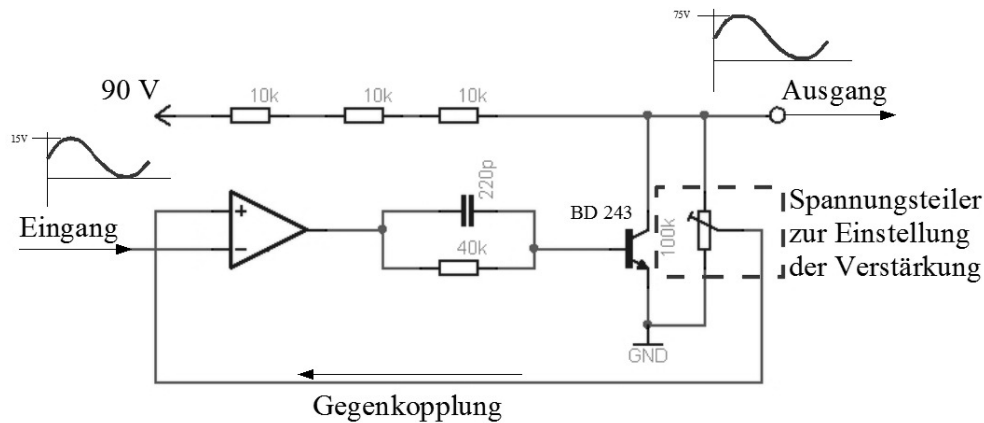


Abbildung 68: Signalerzeugung mit Spannungsverstärker

Durch die Kombination aus Operationsverstärker und Transistor wird die nichtlineare Kennlinie des BD 243 weitestgehend ausgeglichen und man erhält einen hinreichend linearen Verstärker. Die Erzeugung der Versorgungsspannung der Transistorstufe erfolgt mit mehreren integrierten DC/DC-Wandlern RD0515D. Die Bauelemente sind kaskadierbar und klein im Vergleich zu einem Transformator beispielsweise. Das verstärkte Anregesignal kann nun auf die Anregeeletroden des Sensors geführt werden.

Das Silizium-Bulkmaterial des Sensors ist ausreichend p-dotiert (3-30 Ωcm), so dass durch einen Massekontakt das Potenzial definiert wird. Auf den Sensor wirkt entsprechend eine elektrostatische Kraft, die die Struktur zur Schwingung anregt.

Ein Nachteil, der durch das Austastverfahren unvermeidbar ist, soll im Folgenden näher beschrieben werden.

5.2.2 Fourierreihe des Anregesignals

Beim synchronen Austastverfahren werden durch das Abschalten der Anregespannung zusätzliche Oberwellen erzeugt. Das Anregesignal ist periodisch, so dass es als Fourierreihe dargestellt werden kann [89]:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cdot \cos(n\omega t) + b_n \cdot \sin(n\omega t)) .$$

Gleichung 64: Ein Funktion als Summe ihrer spektralen Anteile

Abbildung 69 zeigt das Anregesignal in geeigneter Darstellung, α beschreibt die Anzahl der Schwingungen für einen kompletten Anrege- und Messzyklus der Periodendauer T , β die Anzahl der Schwingungen, die tatsächlich auf den Resonator durchgeschaltet werden.

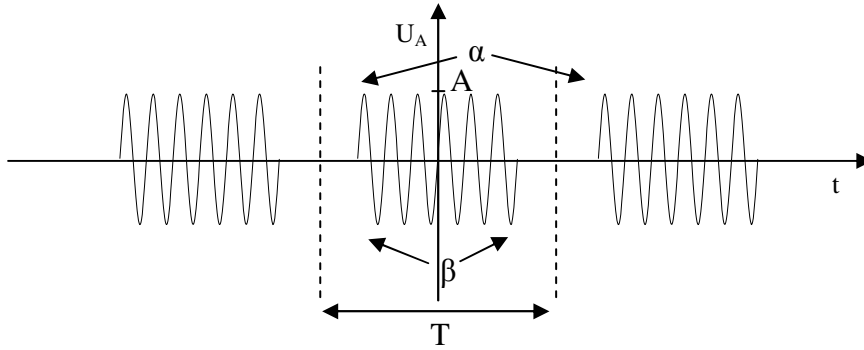


Abbildung 69: Ausgetastetes Sinussignal im Zeitbereich

Die geraden Koeffizienten a_n entfallen, da die Funktion nur ungerade Anteile enthält. Die Lösungen für b_n ergeben sich durch Integration über die Zeit zu

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \cdot \sin(n\omega t) dt .$$

Gleichung 65: Integral zur Bestimmung der ungeraden Koeffizienten

Aufgrund der Symmetrie lässt sich das Integrationsintervall verkürzen und b_n wird bestimmt aus

$$b_n = \frac{4A}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} \sin(\alpha\omega t) \cdot \sin(n\omega t) dt .$$

Gleichung 66: Vereinfachtes Integral zur Koeffizientenbestimmung

Durch einige einfache Umformungen [90] und einsetzen der Integrationsgrenzen ergibt sich hieraus

$$b_n = \frac{4A}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} \frac{1}{2} (\cos(\alpha\omega t - n\omega t) - \cos(\alpha\omega t + n\omega t)) dt \quad (a)$$

$$b_n = \frac{2A}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} \cos((\alpha - n)\omega t) dt - \frac{2A}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} \cos((\alpha + n)\omega t) dt \quad (b)$$

$$b_n = \frac{2A}{T(\alpha - n)\omega} \sin((\alpha - n)\omega t) \Big|_0^{\frac{T}{2}} - \frac{A}{T(\alpha + n)\omega} \sin((\alpha + n)\omega t) \Big|_0^{\frac{T}{2}} \quad (c)$$

$$b_n = \frac{A}{\pi(\alpha - n)} \sin\left((\alpha - n) \frac{T \cdot \beta \cdot \omega}{2 \cdot \alpha}\right) - \frac{A}{2\pi(\alpha + n)} \sin\left((\alpha + n) \frac{T \cdot \beta \cdot \omega}{2 \cdot \alpha}\right) . \quad (d)$$

Gleichungen 67 a bis d: Bestimmung der Fourierkoeffizienten eines ausgetasteten Sinussignals

Somit lassen sich die Koeffizienten für ein beliebiges Tastverhältnis bestimmen, wobei auch die Amplitude frei wählbar ist. Abbildung 70 zeigt b_1 bis b_{27} für einen Gesamtmesszyklus von acht Schwingungen und einem Tastgrad von $3/4$.

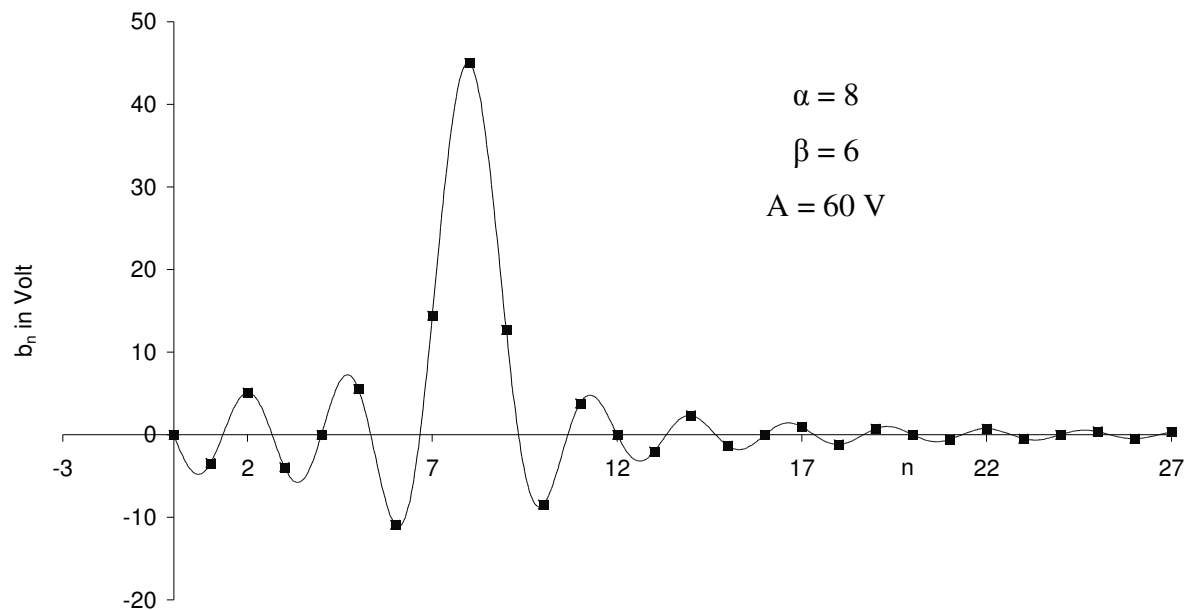


Abbildung 70: Koeffizienten des ausgetasteten Sinussignals mit Verbindungslinie

Zur Probe ist in Abbildung 71 der Funktionsverlauf für die Fourierreihe mit 16 Koeffizienten gezeigt. Ein Messzyklus beträgt $250 \mu\text{s}$ bei einer Anregfrequenz von 32 kHz .

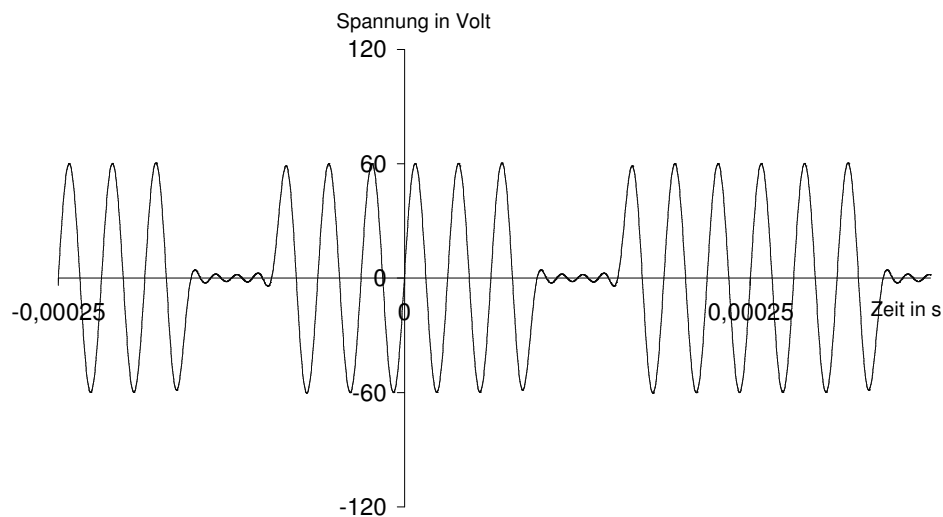


Abbildung 71: Fourierreihe mit 16 Koeffizienten

Die Signalform gemäß Abbildung 69 ist klar zu erkennen, das Überspringen verringert sich mit zunehmender Koeffizientenzahl. Die spektrale Zusammensetzung des ausgetasteten Sinussignals konnte also bestimmt werden.

Entscheidend für das Austastverfahren zum Vermessen von resonanten Sensoren ist die Erkenntnis, dass sich zusätzlich zu der Anregfrequenz mit der Amplitude b_a (b_8 in Abbildung 71) auch weitere Spektrallinien mit erheblicher Amplitude bilden können (z. B. b_7 und b_9). Der Frequenzabstand dieser Nebenmaxima hängt vom Messtakt ab. Bei dem beschriebenen Beispiel (sechs Schwingungen Anregung, zwei Schwingungen lang Messung) werden zusätzlich zur Messfrequenz von 32 kHz auch Nebenmaxima im Abstand von jeweils 4 kHz auftreten. Dies muss sowohl für die Messung des Frequenzganges berücksichtigt werden, als auch für einen möglichen Regelalgorithmus zum einstellen der Resonanzfrequenz.

Die Auswertung der Sensorbewegung erfolgt über eigene Messelektroden. Durch die Austastung der Anregung ist auch eine hochimpedante Kapazitätsmessung möglich, wie sie im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

5.2.3 Kapazitive Auswertung der Sensorbewegung

Die Messelektroden werden nach Abbildung 72 auf ein festes Potenzial gelegt, deutlich verschieden zum Potenzial des Sensors (bis zu 120 V Spannung).

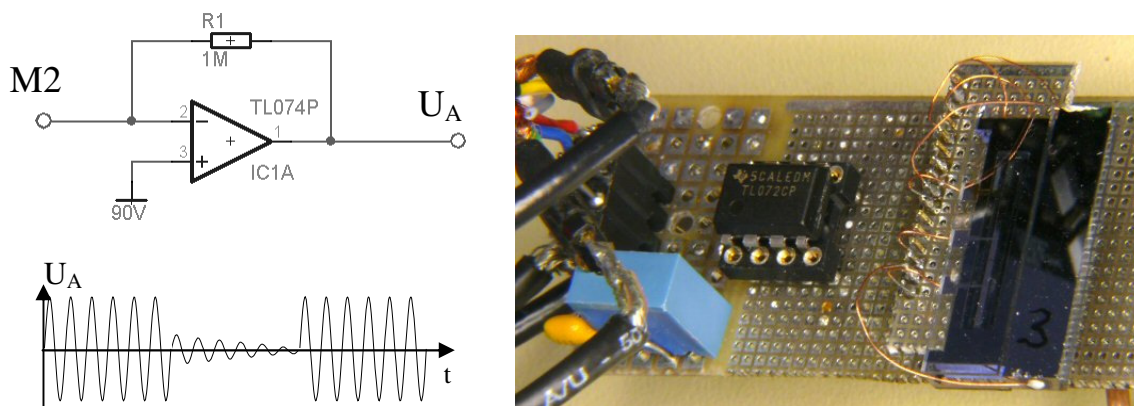


Abbildung 72: Strom-Spannungswandler mit Operationsverstärker TL072/TL074, links oben: Schaltplan aus Eagle, links unten: Messsignal U_A , rechts: Foto einer gestreckten Messröhre (rechts im Bild) mit Anschlussdrähten und OPV TL072

Eine Kapazitätsänderung durch die Bewegung des Sensors führt zur Ladungsverschiebung und somit zur Spannung am Ausgang U_A [91]. An dieser Stelle ist das durch Übersprechen entstandene Signal der Anregephase noch enthalten, da es über die parasitären Kapazitäten ebenso Verschiebestrome verursacht. Durch weitere Analogschalter mit invertiertem Steuertakt im Vergleich zur Austastung der Anregespannung kann das Störsignal abgeschaltet werden und das Messsignal entsprechend der abklingenden Schwingung der Messphase isoliert werden.

Aufgrund der Berechnungen und Simulationen ist die Resonanzfrequenz einer Sensorschleife (Abbildung 32) je nach Befüllung zwischen 3 und 8 kHz zu erwarten. Entsprechend können Bandpassfilter für diesen Bereich verwendet werden, um mögliche Störsignale zu unterdrücken. Anschließend muss zur Beurteilung des Schwingverhaltens der Struktur die Amplitude des Signals sowie die Phasenlage zur Anregespannung bestimmt werden. Hierzu werden analoge Multiplizierer (AD633) verwendet (Abbildung 73)[92].

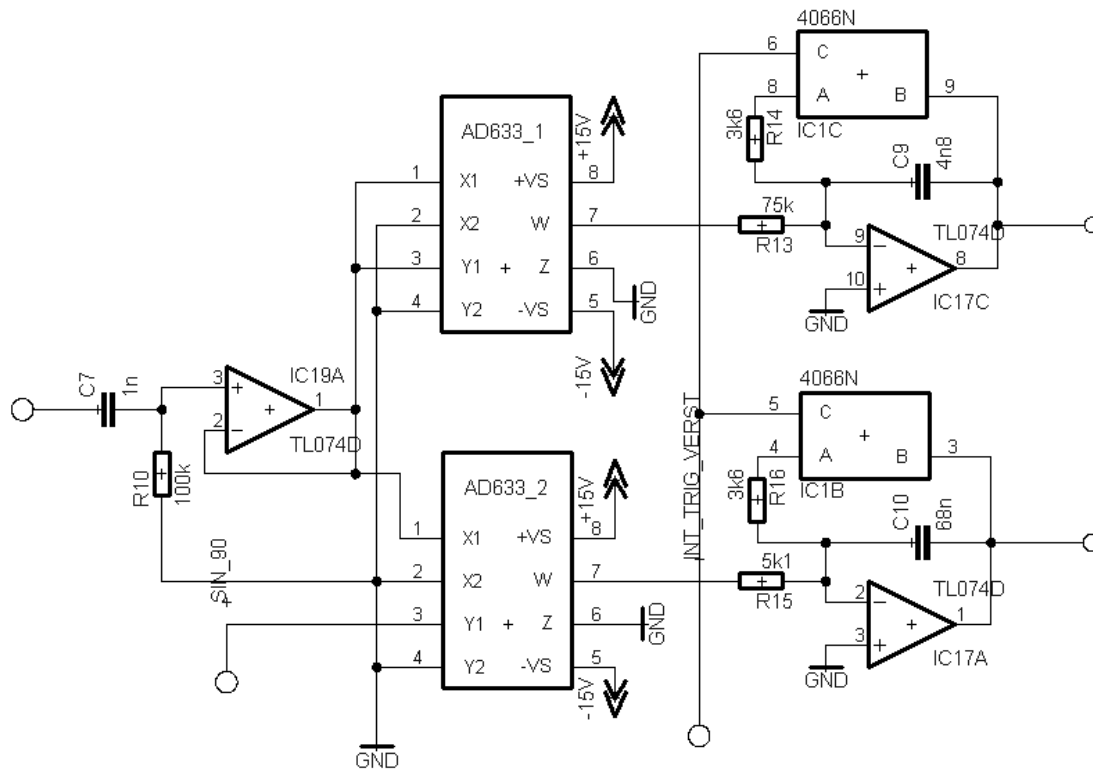


Abbildung 73: Phasen- und Amplitudenbestimmung durch analoge Multiplizierer und geschaltete Integratoren, Schaltplan aus dem Programm Eagle

Der Koppelkondensator C7 eliminiert mögliche Gleichanteile im ausgetasteten, verstärkten und gefilterten Signal. Nach dem Impedanzwandler IC19A wird das Signal zum einen analog quadriert, um eine Effektivwertbestimmung vorzunehmen und zum anderen mit dem nicht ausgetasteten Sinussignal des DDS multipliziert, der vorher in der Phasenlage angepasst wurde. Im Resonanzfall beträgt die Phasenbeziehung 90° , so dass kein Gleichanteil am Ausgang des Multiplizierers entsteht. Bei 0° entsteht ein maximal positiver und bei 180° ein maximal negativer Gleichanteil.

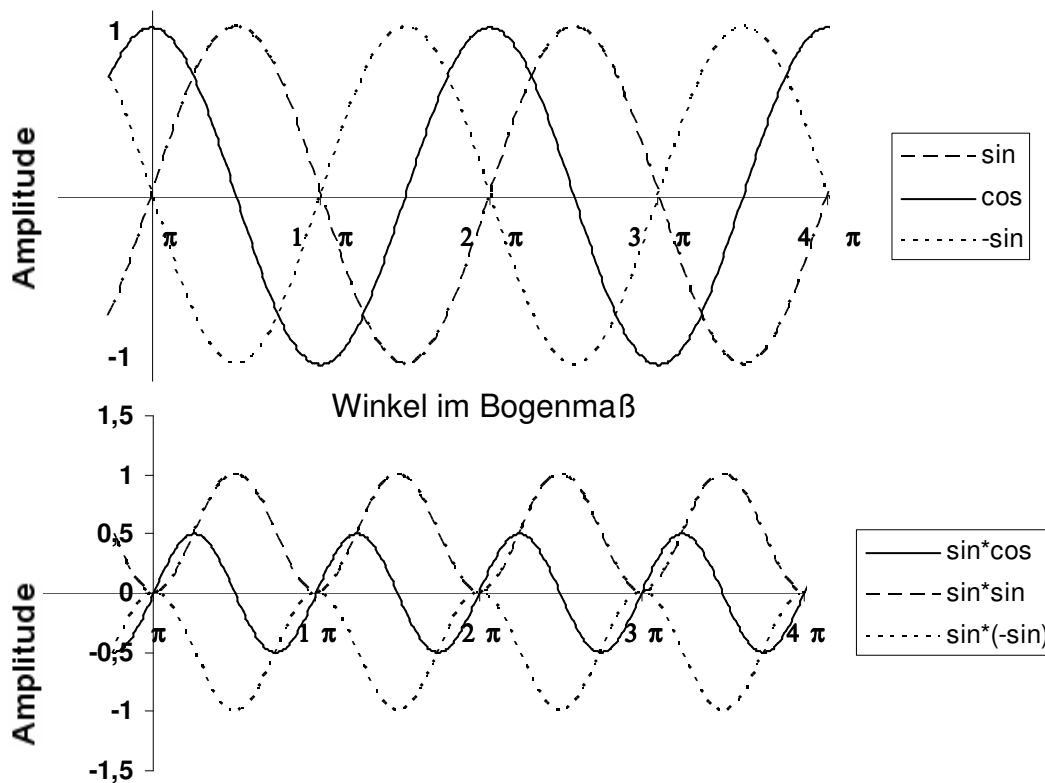


Abbildung 74: Phasenlage harmonischer Schwingungen und Gleichanteil nach Multiplikation, oben: Signale verschiedener Phasenlage, unten: Produkte der Signale

Die Bestimmung des Gleichanteils als ein Maß für die Phasenlage zwischen Anregespannung und Bewegung des Sensors kann durch ein Tiefpassfilter erfolgen. Unter Berücksichtigung des Austastens des Messsignals und der festen Messperiode bietet sich die Bestimmung durch einen Integrator an, der die Spannung über die Zeit einer Messphase integriert. Anschließend wird er wieder zurückgesetzt durch Entladung des entsprechenden Kondensators C9/C10 über die Widerstände R14/R16 (Abbildung 73). Auf gleiche Weise erfolgt die Ermittlung der Amplitude (quadiertes Messsignal), so dass die Ausgangsspannungen zum Ende der Messpause von Analog-Digital-Umsetzern des Mikrokontrollers bestimmt werden können und das Programm im Mikrokontroller die Werte von Amplitude und Phasenlage entsprechend verarbeiten kann.

Besonders anspruchsvoll ist der messtechnische Nachweis des Einflusses der Corioliskraft auf die Sensorschleife. Wie er dennoch ohne umfangreiche schaltungstechnische Maßnahmen erbracht werden kann, ist im folgenden Abschnitt beschrieben.

5.2.4 Messung der Corioliskraft

Die Corioliskraft, die durch das bewegte Fluid hervorgerufen wird, führt zu einer Verkipfung der Sensorschleife mit der selben Frequenz wie sie die Primärbewegung aufweist. An den Messelektroden äußert sich dies durch einen minimalen Phasenunterschied der Signale zwischen M1 und M2. Zur Bestimmung dieses Phasenunterschiedes soll ein sehr ähnliches Prinzip genutzt werden, wie schon zur Bestimmung der Phasenlage zwischen Anregesignal und kapazitivem Messsignal. Hierzu wird eines der Messsignale mit einem analogen Integrator in seiner Phase um 90° gedreht, anschließend werden beide Signale analog multipliziert und mit einem geschalteten Integrator wird der Gleichanteil des Produkts bestimmt. Dieser Span-

nungswert wird wieder zum Ende der Messphase vom A/D-Wandler des Mikrokontrollers umgesetzt und kann als Massenflusssignal angezeigt werden.

Damit dieser Phasenunterschied auch eindeutig nachzuweisen ist, sind zusätzliche schaltungs-technische Vorkehrungen zu treffen. Störsignale, wie sie beispielsweise vom Digitalteil der Schaltung erzeugt werden, müssen konsequent verfolgt und abgeschirmt werden, dabei ist hauptsächlich auf kapazitives Übersprechen zwischen Leitungen und auf galvanische Kopplung über gemeinsame Bezugspunkte zu achten.

5.2.5 Mikrokontroller, Regelalgorithmus und Schnittstellen

Zur Ansteuerung des DDS sowie zur Erfassung und Verarbeitung der Messwerte wurde der Mikrokontroller ATmega8535 der Firma Atmel gewählt [93]. Er entspricht einer RISC-Architektur und ist entsprechend in der Lage, innerhalb eines Taktes eine 8 bit-Operation auszuführen. Bei einem Takt von bis zu 16 MHz lassen sich somit schon vielfältige Steuer- und Regelungsaufgaben bewältigen. Zusätzlich verfügt er über einen internen A/D-Wandler, der mit 10 bit Wandlerbreite und einer Wandelrate von bis zu 10 kSPS (Samples per Second, Wandlungen pro Sekunde) ausreichende Geschwindigkeit und Genauigkeit zur Messwernerfassung (Spannungssignal von Amplitude, Phase und Phasenunterschied) verspricht. Die Beschaltung des Mikrokontrollers zeigt Abbildung 75, in Tabelle 21 sind die verwendeten Anschlüsse des Mikrokontrollers und deren Funktion wiedergegeben.

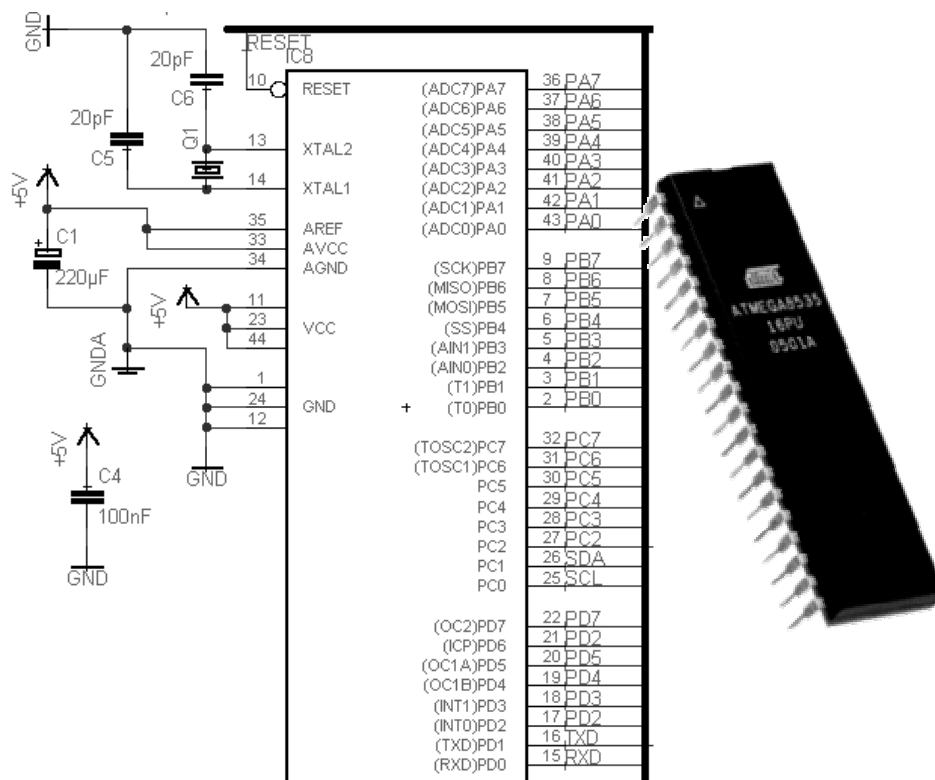


Abbildung 75: Beschaltung des Atmega8535, links: Schaltplan aus dem Programm Eagle, rechts: Foto des Mikrokontrollers im DIL-Package

Name des Signals	Typ Eingang/ Ausgang (I/O)	Funktion
RESET	I	Warmstart des Kontrollers

XTAL1, XTAL2	I	Quarzanschluss für Takterzeugung
AGND, AVCC, AREF	I	Masse und Versorgung für Analogteil sowie analoge Referenzspannung
GND, VCC	I	Masse, Versorgungsspannung
ADC0-ADC3	I	Analoge Spannungseingänge
INT0	I	Takteingang der Digitalschaltung (Rechtecksignal Austasttakt), löst A/D-Wandlung aus
ICP	I	Externes auslösen eines Counters zur Frequenzmessung
RXD, TXD	I/O	Serielle Kommunikation mit Terminal
PB0-PB3	O	SPI-Bus zum DDS
PB5-PB7, PC2-PC7, PD5, PD7	I/O	Anschluss LC-Display

Tabelle 21: Verwendete Anschlüsse/Signale des ATmega8535

An INT0 wird ein abgeleiteter Takt des DDS angelegt, der dem Takt zum Steuern von Anrege- und Messphase entspricht. Die Unterbrechung (Interrupt) startet ein Unterprogramm, welches die A/D-Wandlung auslöst. Dadurch wird sichergestellt, dass der Mikrokontroller immer zum Messphasenende hin das Amplituden- und Phasensignal abtastet. Es entstehen 10bit-Werte für Amplitude und Phase, die vom Programm ausgewertet werden.

Vom Mikrokontrollerprogramm, welches in der Programmiersprache C geschrieben wurde, muss zunächst die ungefähre Lage der Resonanzfrequenz ermittelt werden. Hierzu gibt es verschiedene Methoden. Da es sich um ein schwingungsfähiges System handelt, wäre als Sprungantwort eine abklingende Schwingung mit der Resonanzfrequenz als Hauptanteil zu erwarten. Man kann also einen Spannungssprung auf die Anregeelektroden geben und die Antwort des Systems mittels Fourier-Transformation untersuchen. Die Anforderungen an die Schaltung und Rechenleistung sind dabei recht hoch.

Eine deutlich einfachere, wenn auch langsame Methode ist ein Frequenzdurchlauf, bei dem in großen Schritten das Frequenzspektrum durchschritten wird und Amplitude und Phase aufgezeichnet werden. Da die Schwingung des Sensors erst abklingen und mit der neuen Frequenz anschwingen muss, ergibt sich ein Scanzyklus von einigen Sekunden.

Ist die ungefähre Resonanzfrequenz ermittelt, kann die genaue Regelung über die Phasenabweichung erfolgen. Hierzu wird ein PI-Regelalgorithmus verwendet, wobei der Stellwert sowohl proportional aus der Regelabweichung gewonnen wird (P-Regler), als auch aus dem Integral bzw. der Summe der Regelabweichungen (I-Regler). Die Regelparameter (P_val und I_val in Abbildung 76) werden so optimiert, dass sowohl ausreichend schnell, aber vor allem auch hochgenau geregelt wird. Bei sehr großen Sprüngen in der Dichte des Fluids z. B. durch Gasblasen, kann der Regelalgorithmus versagen und es wird erneut das Frequenzspektrum gescannt.

```

Rabw = newSample-Sollwert;           // Istwert-Sollwert
i_sum += Rabw;                       // I-Anteil: Abweichungssumme
dd = dd_scan+Rabw*P_val+i_sum*I_val; // Ermittlung Stellwert mit Offset
DDS(dd);                             // Aufruf der Parameterübergabe zum DDS

```

Abbildung 76: Programmcode Regelalgorithmus in der Programmiersprache C

Durch Verwendung eines quarzgenauen DDS ist es nicht mehr notwendig die Frequenz nachzumessen, wie es noch bei Einsatz eines VCO erforderlich war. Sie wird nun direkt aus dem Sprungwert des DDS-Phasenakkumulators und aus der DDS-Taktfrequenz errechnet.

5.2.6 Demonstrator Dichtemessung

Zur Demonstration der Dichtemessung mittels Austastverfahren wurde ein Messgerät konstruiert, das das Sensorelement enthält, die Messschaltung in analoger Schaltungstechnik sowie die Regelung mittels Mikrokontroller. Es können damit alle Flüssigkeiten gemessen werden, die nicht das Silizium des Sensors oder die verwendeten Polypropylenschläuche angreifen.

Zunächst erfolgt der in Abschnitt 5.2.5 beschriebene Scanschritt, der die ungefähre Resonanzfrequenz bestimmt. Dieser Vorgang benötigt ein bis zwei Sekunden. Bei starken Messwert-schwankungen (z.B. Luftblase im Sensor) wird ebenfalls zu diesem Scanschritt zurückgekehrt. Die Regelung der Resonanzfrequenz ermöglicht die Bestimmung von Dichteänderungen im Zeitraum einer zehntel bis hundertstel Sekunden, je nach geforderter Genauigkeit. Eine Messgenauigkeit von 1 mg/cm^3 kann erreicht werden.

Als problematisch stellte sich die Temperatur des Messgerätes heraus, die bei längerem Betrieb durch Verlustwärme ansteigt. Aus diesem Grund wurden Temperatursensoren (AD22100) in der Nähe der Elektronik und im Bereich des Sensors angebracht. Es wurde vermutet, dass die Dichte der Probe durch die allgemeine Erwärmung beeinflusst werden könnte. Bei einem kontinuierlichen Durchfluss konnte dies aber nicht bestätigt werden, Ein- und Auslasstemperatur waren nahezu unverändert.

Stark beeinflusst werden hingegen die analogen Schaltungsteile von der Wärmeentwicklung. Für die eingesetzten Filterschaltungen wurden zum Teil Mehrlagen-Keramikkondensatoren mit sehr ungünstigem Temperaturverhalten verwendet. Ändert sich die Kapazität, verschiebt sich die Eckfrequenz des Filters und Amplitude und Phase des Messsignals werden verändert. Dies wirkt sich drastisch auf die phasengekoppelte Regelung aus, so dass die Resonanzfrequenz und damit die Dichte falsch bestimmt wird. Aus diesem Grund wurden in späteren Messschaltungen nur noch hochwertige Kondensatoren mit stabilem Temperaturverhalten verwendet (z. B. Styroflex oder NP0 Keramik). Zudem stellt das integrierte Netzteil eine vermeidbare Wärmequelle dar, die thermisch von der Messschaltung entkoppelt werden sollte.

Das Messgerät arbeitet mit einem geringen Probenvolumen. Bei guter Benetzung der Sensorstruktur durch das Fluid (keine Gasblasen), sind nur wenige Milliliter zur Dichtebestimmung notwendig. Für Demonstrationszwecke werden aus Gründen der Betriebssicherheit ungefährliche Substanzen wie Wasser oder Alkohol verwendet. Eine Reinigung des Fluidikteils ist dadurch ebenfalls unnötig.

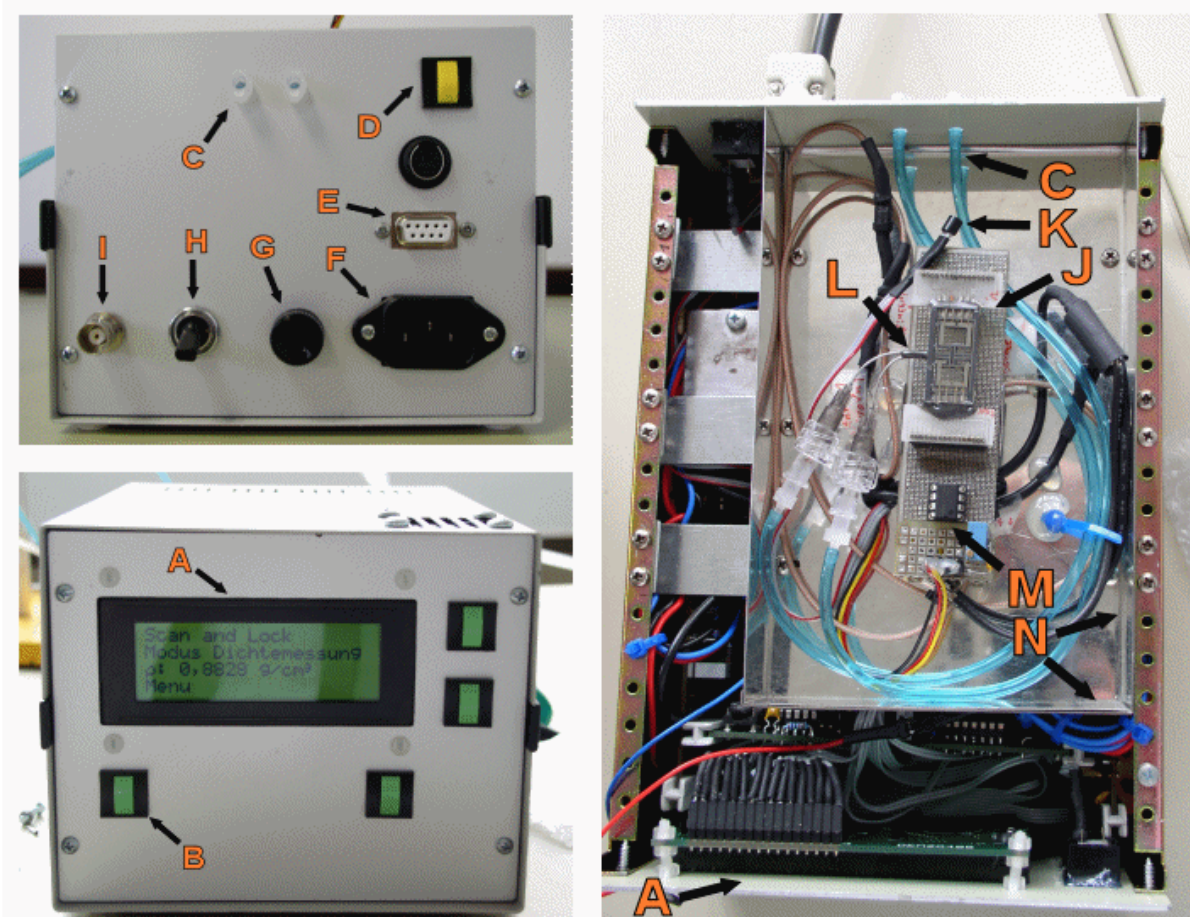


Abbildung 77: Demonstrator zur Dichtemessung von Flüssigkeiten. A) LCD-Anzeige B) Taster zur Bedienung C) Fluidische Anschlüsse, Ein- und Auslass D) Resettaster Mikrokontroller E) Serielle Schnittstelle zur Messdatenausgabe F) Netzanschluss G) Gerätesicherung H) Netzschalter I) Kontrollausgang Sensor-signal J) Dichtesensor K) Temperatursensor L) eingeklebte Kanülen M) Verstärker-IC TL072 N) Weißblechgehäuse zur Schirmung (Deckel fehlt im Bild)

Das Messgerät arbeitet autark, Bedienelemente und Anzeige sind vorhanden. Es besteht aber die Möglichkeit, über eine RS-232 Verbindung die Messdaten aufzuzeichnen. Hierzu wurde für den verbundenen PC ein Anzeige- und Protokollprogramm entwickelt, das zum einen die Messwerte für Demonstrationen groß und übersichtlich darstellt und zum anderen die Möglichkeit bietet, die Messwerte über einen beliebigen Zeitraum aufzuzeichnen und bei Bedarf auch abzuspeichern.

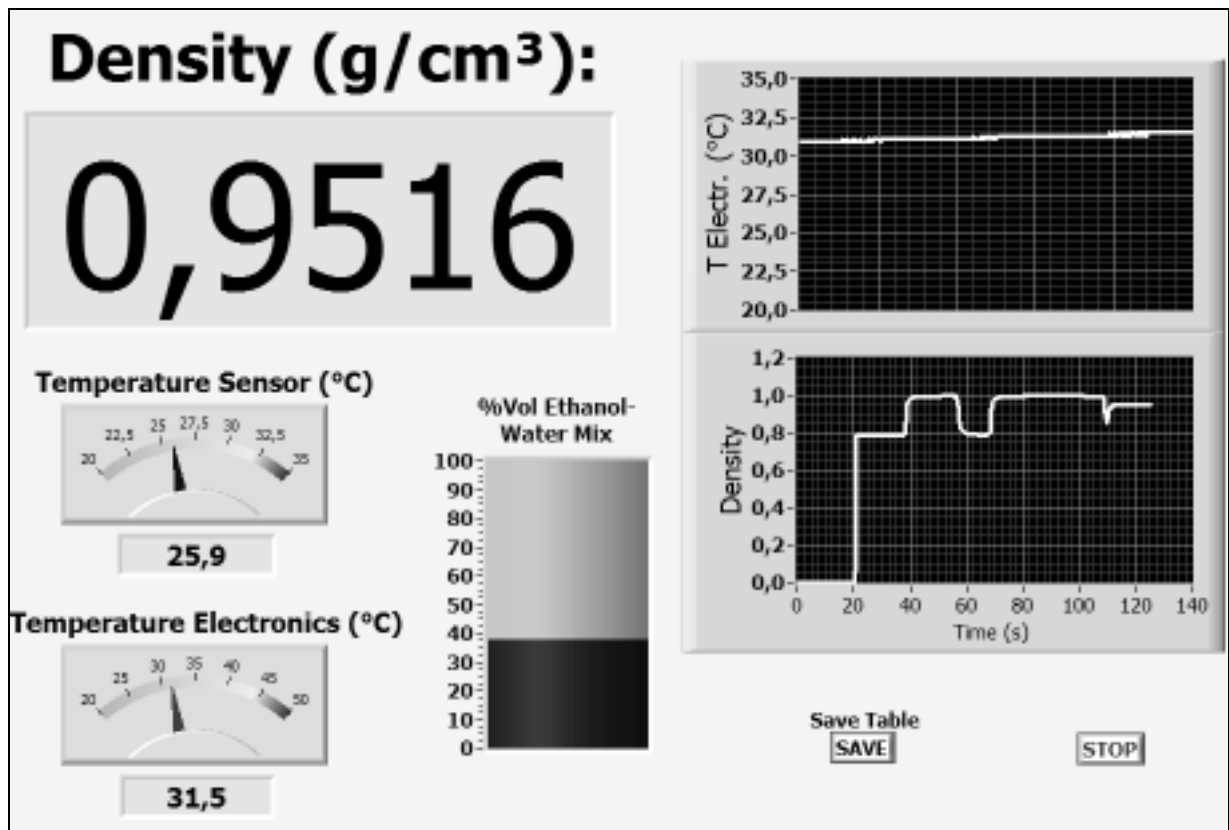


Abbildung 78: Bildschirmausdruck des PC-Terminalprogramms

Wie in Abbildung 78 zu sehen ist, wurde auch eine Konzentrationsanzeige für Ethanol-Wassergemische hinzugefügt entsprechend [94]. Dadurch kann auch z. B. der Alkoholgehalt von Spirituosen mit einer Genauigkeit von 0,5 Vol% überprüft werden. Zucker oder andere Zusatzstoffe können dabei natürlich das Resultat verfälschen.

Die kapazitive Auswertung mittels Austastverfahren kann eine hohe Genauigkeit erreichen, kann dabei jedoch keine kontinuierlichen Messwerte liefern, benötigt lange Messzeiten und ist anfällig bei sehr schnellen Dichteänderungen. Ein Verfahren, das einige diese Nachteile aufhebt, wird im Abschnitt 5.3 vorgestellt.

5.3 Kapazitive Auswertung durch Amplitudenmodulation

Bei diesem Auswerteverfahren [86] wird die veränderliche Kapazität zwischen Sensor und Messelektroden zur Amplitudenmodulation eines hochfrequenten Trägersignals genutzt. Die Messkapazität stellt einen Teil eines kapazitiven Spannungsteilers dar, so dass die resultierende Amplitude des Trägersignals entsprechend der Sensorauslenkung variiert [95].

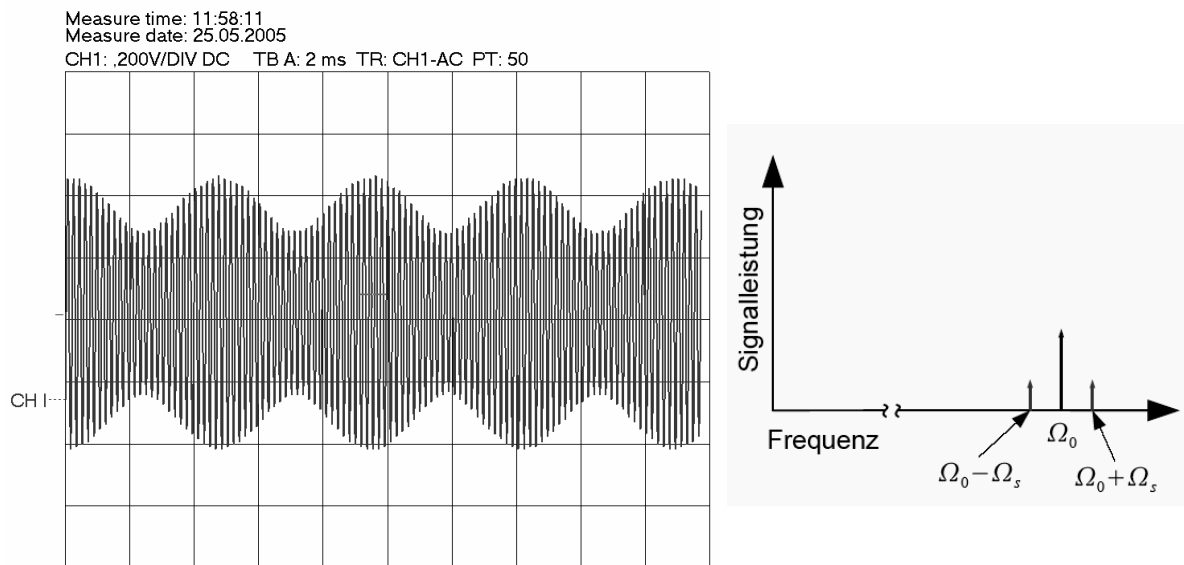


Abbildung 79: Amplitudenmoduliertes Signal, Träger und Modulation sinusförmig, links: Zeitbereich, rechts: Frequenzbereich, Zweiseitenmodulation

Für die Vermessung der Sensorschleifen ($f_R \approx 6 \text{ kHz}$) wird ein Trägersignal der Frequenz $10,7 \text{ MHz}$ gewählt, einer typischen Zwischenfrequenz für UKW-Empfänger. Schmalbandige steilflankige Filter sind erhältlich und kostengünstig. Für die Erzeugung der Trägerfrequenz erwies sich in dieser Anwendung ein direkter digitaler Synthesizer (DDS) als ungeeignet, da er prinzipbedingt ein zu hohes Amplitudenrauschen aufweist. Ein Quarzoszillator mit Sinusform ist vorzuziehen und da eine feste Trägerfrequenz verwendet wird, ist ein Colpitts-Oszillator mit $10,7 \text{ MHz}$ -Quarz als frequenzbestimmendes Bauteil optimal.

Die Demodulation des gefilterten Ausgangssignals des kapazitiven Spannungsteilers erfolgt durch Mischung (analoge Multiplikation) mit der Trägerfrequenz. Als Multiplizierer wurde ein AD834 verwendet. Nach anschließender Tiefpassfilterung entsteht ein kontinuierliches Messsignal, dass der Bewegung des Sensors entspricht. Von diesem Signal kann die Amplitude und Phasenlage zur Anregung ähnlich in Abschnitt 5.2.3 beschrieben, bestimmt werden. Hiermit könnte dann die Resonanzfrequenz bestimmt und geregelt werden.

Bei dieser Art der kapazitiven Auswertung ist ein deutlich vereinfachtes Verfahren zur Regelung der Resonanzfrequenz möglich, wie nachfolgend beschrieben.

5.3.1 Resonanz durch Selbsterregung

Durch die Demodulation des Signals wird die Bewegung des Sensors kontinuierlich gemessen. Passt man die Phasenlage zum Anregesignal an (Phasengleichheit) und sorgt für eine Schleifenverstärkung größer Eins, so fängt das System beim Verbinden von Messsignal und Anregung selbständig mit der Resonanzfrequenz zu schwingen an (Closed Loop). Die Amplitude der Schwingung steigt an, bis die Schleifenverstärkung genau Eins erreicht hat. Begrenzend wirkt dabei z.B. einer der beteiligten Verstärker, wenn er seinen maximalen Aussteuerbereich erreicht. Das Sinussignal wird in den Maximalbereichen abgeschnitten und es entstehen Oberwellen, die nicht mehr zur Anregung des Sensors auf seiner Resonanzfrequenz bei-

tragen. Ebenso wirken sich Nichtlinearitäten der Verstärker aus und vermindern die Schleifenverstärkung des Resonanzkreises.

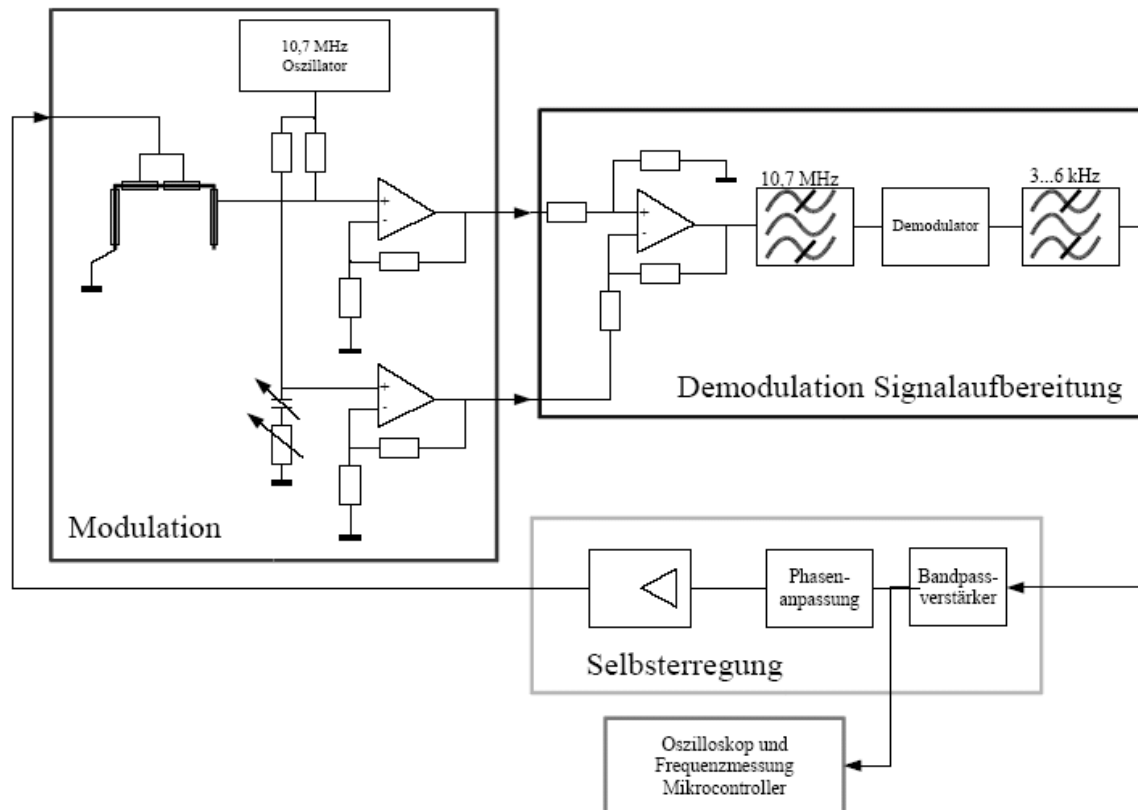


Abbildung 80: Blockdiagramm Selbstregulation, linker Block: Sensormessbrücke, rechts oben: Verstärker der Brückenspannung und Demodulation, darunter: Phasen-anpassung und Spannungsverstärkung zur Bildung des Anregesignals, rechts unten: Frequenzbestimmung und Anzeige

Größter Vorteil des Closed-Loop-Betriebes ist die deutlich schnellere Reaktionszeit des Messsystems. Selbst bei auftretenden Gasblasen erfolgt die Regelung der Resonanzfrequenz unmittelbar mit dem einstellen stabiler Verhältnisse. Abhängig von der Güte des Resonators können Messzeiten von 5 Millisekunden und kürzer erreicht werden ($f_R \approx 6 \text{ kHz}$, $Q \approx 10$). Damit reagiert der Messkreis schneller als eine Füllung bzw. eine Änderung der Füllung der fluidischen Schleife erfolgen würde. Die Genauigkeit der Frequenzmessung hängt von der Schleifenverstärkung und schaltungstechnischen Maßnahmen wie Filtern ab und war beim ersten einfachen Aufbau deutlich ungenauer als das Austastverfahren. Die Messung der Corioliskraft erwies sich daher mit diesem Messaufbau zunächst als nicht realisierbar.

6 Charakterisierung der Strukturen

Zur Charakterisierung der Sensorschleifen und -röhren wurde zunächst ein optischer Messplatz konstruiert (Abschnitt 2.2.4). Die resonante Schwingung der zunächst noch ungekapselten Sensoren konnte so nachgewiesen werden. Der Nachweis der Corioliskraft konnte nicht erbracht werden, da sich Erschütterungen wegen der großen Abmessungen eines optischen Aufbaus stark auswirken.

Die kapazitive Auswertung mittels Amplitudenmodulation (Abschnitt 5.3) konnte ebenfalls gezeigt werden. Diese Technik verspricht kleinere Abmessungen des Messaufbaus, leichtere Integrierbarkeit und dabei sehr schnelle Messungen im Closed-Loop-Betrieb.

Die größte Genauigkeit konnte bisher allerdings mit dem Austastverfahren erreicht werden (Abschnitt 5.2). Aus diesem Grund werden diese Messergebnisse näher diskutiert. Dabei wird auf die einzelnen Sensorvarianten (Schleife, gestreckte Röhre, Doppelröhre, kompensierte Strukturen) eingegangen.

6.1 *Open Loop Messung, Schwingungsmoden der Doppelschleife*

Wie im Abschnitt 5.2.5 beschrieben, kann vom Mikrokontroller aus ein Frequenzdurchlauf des DDS vorgegeben werden. Die gewonnenen Signale für Amplitude und Phase werden mit 10 Bit Auflösung digitalisiert und an einen angeschlossenen Rechner übertragen. Es erfolgt zunächst keine Regelung der Resonanzfrequenz und man erhält die frequenzabhängige Antwort des Sensors.

Vermessen wird zunächst eine Doppelschleife in einlagiger Ausführung. Erfolgt die Anregung einseitig an einer der beiden Schleifen, ergibt sich ein Verlauf nach Abbildung 81. Deutlich zu erkennen sind die zwei Hauptschwingungsmoden der Struktur. Bei 6,35 kHz bildet sich eine Gegentaktbewegung der beiden Schleifen aus. Von der mittigen Aufhängung muss dabei ein Moment aufgenommen werden, die Kraft in vertikaler Richtung wird kompensiert. Bei 8,9 kHz zeigt sich die Gleichtaktbewegung der Sensorstruktur. Die auftretenden Momente sind dabei kompensiert, von der Aufhängung muss nun aber die Kraft der Hauptbewegung aufgenommen werden.

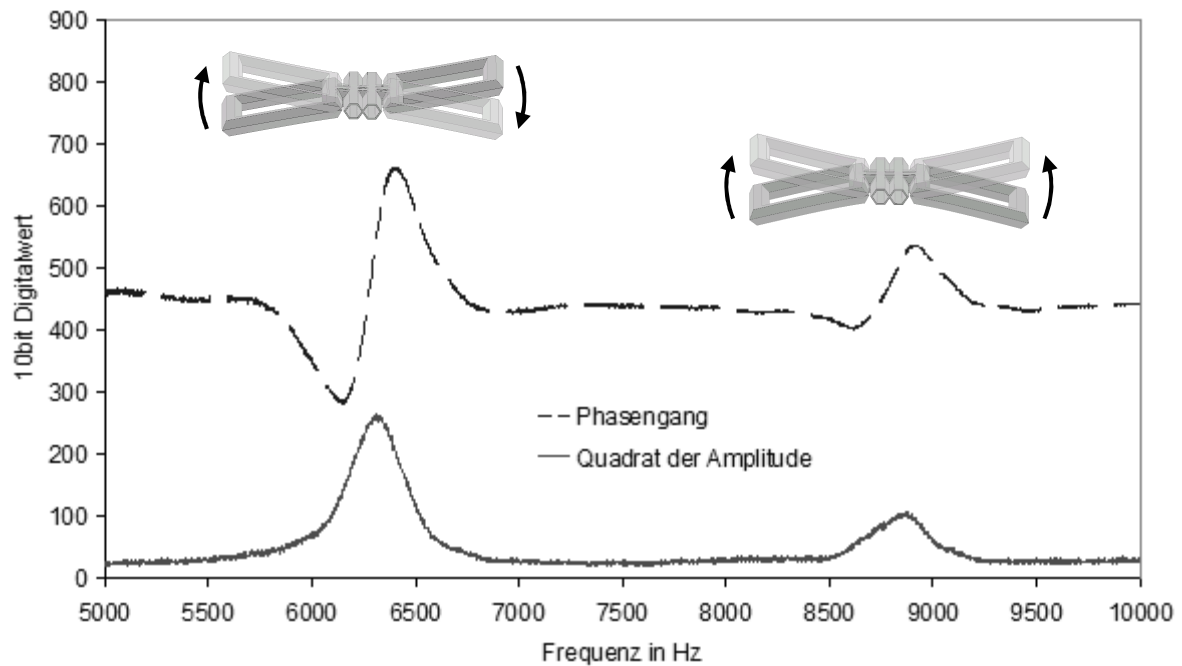


Abbildung 81: Amplituden- und Phasengang bei einseitiger Anregung, das Phasensignal ist aufgrund der Messtechnik nur bei ausreichender Messsignalamplitude gültig

Durch die Art der Anregung kann man die verschiedenen Moden sehr gut unterdrücken bzw. verstärkt anregen. Abbildung 82 zeigt das Spektrum bei zweiseitiger gegenphasiger Anregung. An der Anregeelectrode der zweiten Schleife wird also das 180° phasengedrehte Signal angelegt. Dadurch wird die Gegentaktbewegung verstärkt und die Gleichtaktbewegung nahezu vollständig unterdrückt.

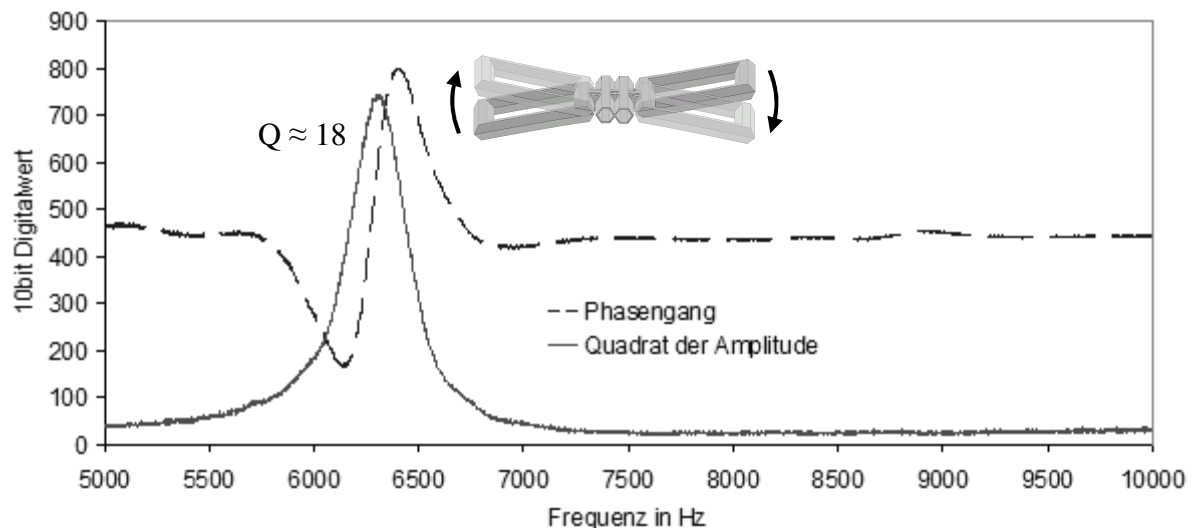


Abbildung 82: Amplituden- und Phasengang bei Gegentakt-Anregung

In Abbildung 83 ist der Verlauf bei zweiseitiger gleichphasiger Anregung dargestellt. Die Gegentaktbewegung wird stark unterdrückt, auch wenn die Lage im Phasenverlauf noch gut zu erkennen ist, und die Gleichtaktbewegung ist deutlich überhöht gegenüber Abbildung 81. Die mechanische Güte liegt für beide Schwingungsmoden im Bereich von 20. Bestimmend dabei sind die Verluste durch Luftdämpfung, wie in (Abschnitt 2.1) beschrieben.

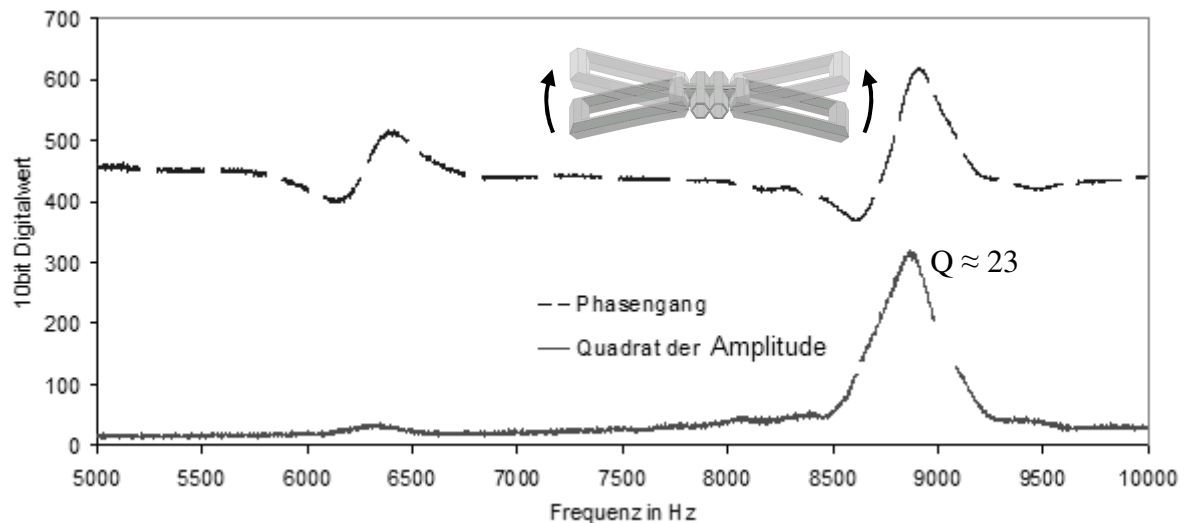


Abbildung 83: Amplituden- und Phasengang bei Gleichtakt-Anregung

6.2 Dichtemessung von Flüssigkeiten

Die Funktion der Siliziumschleife als Dichtesensor kann am Verlauf von Amplitude und Phase deutlich nachvollzogen werden. Abbildung 84 zeigt die Verschiebung der Resonanzfrequenz entsprechend Gleichung 2. Deutlich zu erkennen ist auch das Verhalten der maximalen Auslenkung aufgrund der Güte. Die Federkonstante bleibt konstruktionsbedingt gleich, auch der Dämpfungsfaktor r (Gleichung 6) bleibt unverändert. Aufgrund der verminderten Geschwindigkeit der Masse ergibt sich eine erhöhte Güte entsprechend Gleichung 7 und der Amplitudengang des ethanolbefüllten Sensors ändert sich wie in Abbildung 84 gezeigt.

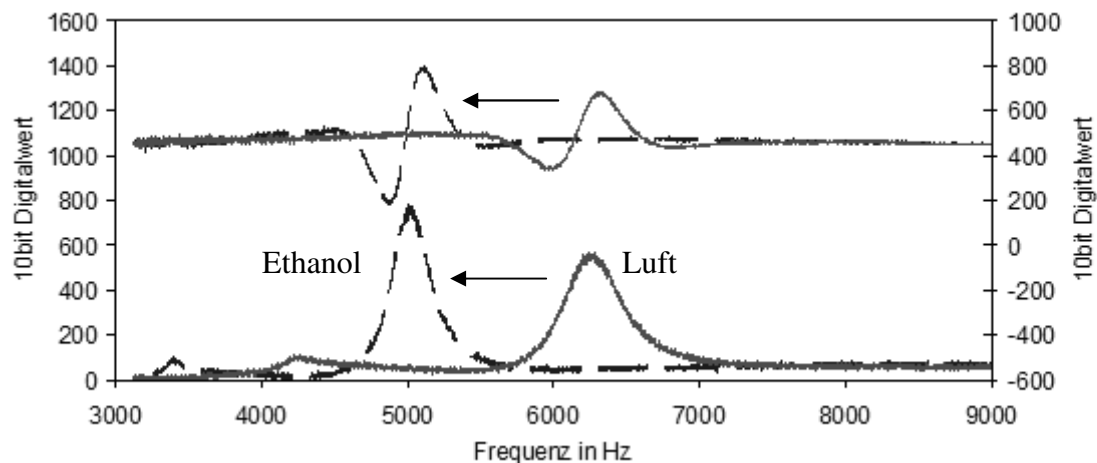


Abbildung 84: Frequenzgang mit Luft- und Ethanolbefüllung

Geht man vom Frequenzscan über zur kontinuierlichen Messung der Resonanzfrequenz mit phasengekoppelter Regelung, kann der zeitliche Verlauf der Frequenz bei veränderter Befüllung des Sensors dargestellt werden. Abbildung 85 zeigt die Messreihe Ethanol-Wasser-Ethanol-Luft. Dabei ist die errechnete Dichte gemäß Gleichung 2 über der Zeit aufgetragen.

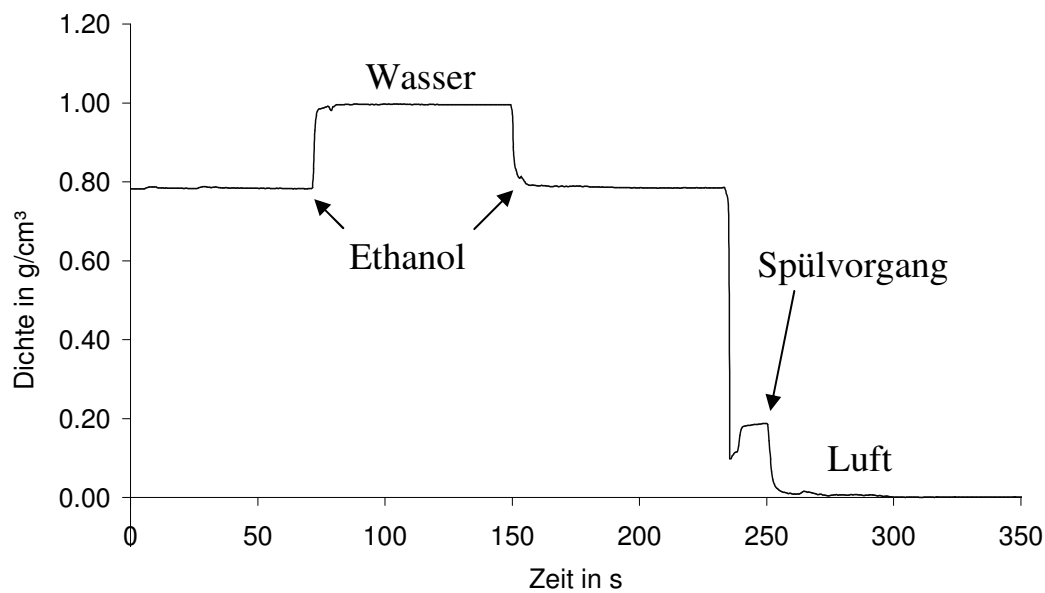


Abbildung 85: Dichtebestimmung mit verschiedenen Fluiden

Während des mit „Spülvorgang“ bezeichneten Prozesses wird das Messgerät und der Sensor von Luft durchströmt und die verbleibenden Ethanoltropfen verdunsten recht zügig oder wandern zum Ausgang.

6.3 Gasdichtemessung

Die Phasenbestimmung der resonanten Schwingung kann mit der Austasttechnik so weit verbessert werden, dass Änderungen in der Resonanzfrequenz von weniger als einem Hertz ($f_R \approx 6$ kHz) problemlos zu bestimmen sind. Dadurch konnte gezeigt werden, dass auch die Dichte verschiedener Gase mit dem Messsystem unterschieden werden kann.

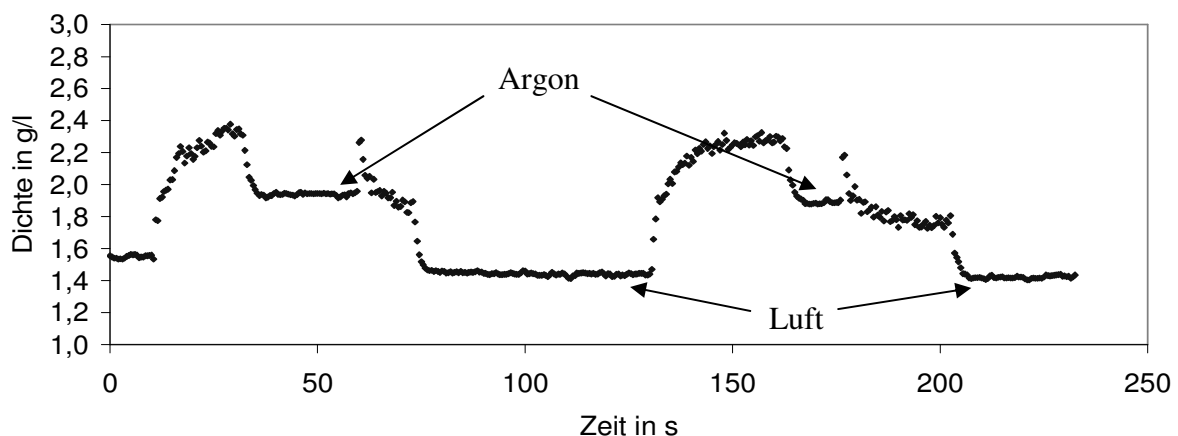


Abbildung 86: Statische Dichtemessung von Luft und Argon

Abbildung 86 zeigt den zeitlichen Verlauf einer Gasdichtemessung. Die Bestimmung erfolgt statisch, also bei einem Massendurchfluss von 0 g/s. Der Austausch des Gases erfolgt bei turbulenter Strömung, was an den verrauschten Bereichen zwischen den Plateaus zu erkennen

ist. Aufgrund des Strömungswiderstandes am Auslass des Sensors (eingeklebte Kanüle und Schlauch zum Auffanggefäß bzw. zur Abluft) erhöht sich der hydrostatische Druck innerhalb der Struktur, was zu einer erhöhten Dichte führt (siehe auch Abschnitt 6.4.1).

Die Absolutwerte in Abbildung 86 ergeben sich aus der Kalibrierung des Sensors mit Wasser, Ethanol und Luft als Testmedium. Die Nullpunktstabilität ist problematisch. Es konnte aber gezeigt werden, dass die beiden Testgase Argon und Luft eindeutig zu unterscheiden sind.

6.4 Empfindlichkeit und Auflösung der Dichtemessung

Die gesamte Kalibrierkurve für die Dichtemessung von Gasen und Flüssigkeiten zeigt Abbildung 87. Es ist ein idealer linearer Zusammenhang entsprechend Gleichung 2 zu erkennen. Die Empfindlichkeit ist dabei frequenzabhängig und liegt erwartungsgemäß bei 1000 Hz je g/cm^3 im Bereich von Wasser und bis zu 2000 Hz je g/cm^3 bei der Dichte von Gasen.

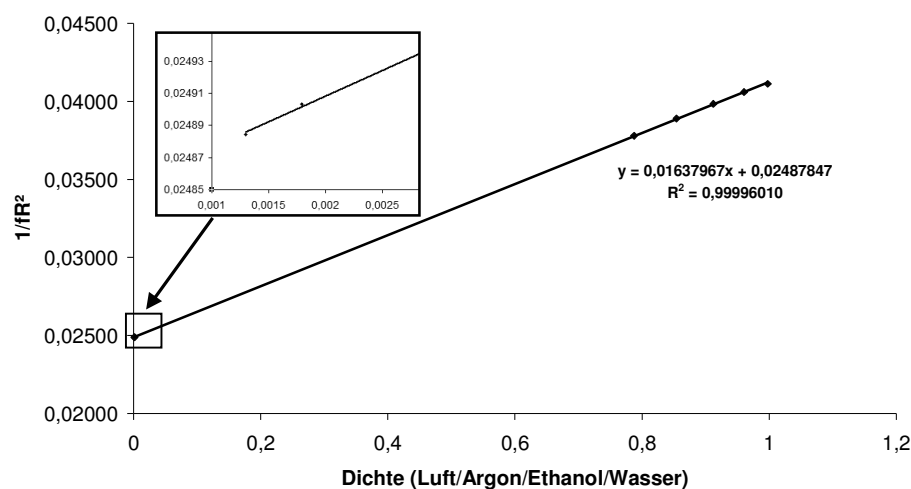


Abbildung 87: Linearität zwischen der Dichte und dem reziproken Quadrat der Resonanzfrequenz

Für die Beurteilung des Auflösungsvermögens des realisierten Messsystems kann man zum einen das direkte Messsignal verwenden. Die Standardabweichung einer Messreihe im Bereich eines Plateaus (Abbildung 86) beträgt $1,4 \cdot 10^{-5}$ bis $3,2 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$, das entspricht einer Frequenzänderung von $2,2 \cdot 10^{-2}$ bis $3,6 \cdot 10^{-2}$ Hertz. Somit können im direkten Vergleich Gase und Flüssigkeiten bis hinab zu einer Dichtedifferenz unterschieden werden, die dieser Frequenzauflösung entsprechen. Eine weitere Mittelwertbildung zur Reduzierung des statistischen Rauschens ist nicht sinnvoll, da in Abbildung 86 bereits die Drift des Absolutwertes zu erkennen ist (z.B. Lage der Messplateaus „Luft“).

Die kurzfristige Unterscheidung zweier Medien ist für ein Dichtemessgerät natürlich nicht ausreichend. Hierfür sind Auflösungsvermögen, aber auch Langzeitstabilität des Messwertes unter variierenden äußeren Bedingungen erforderlich. Abbildung 88 zeigt eine Langzeitmessung bei annähernd stabilen äußeren Bedingungen.

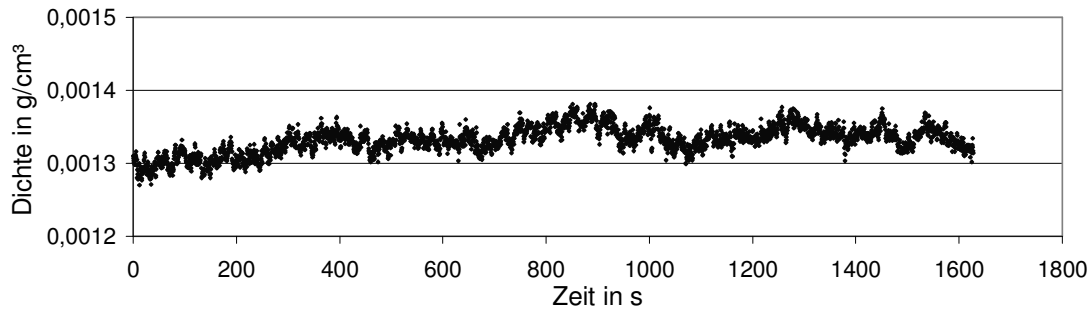


Abbildung 88: Dichtemessung von Luft über 30min

Es ist die Dichtemessung bei Luftbefüllung über ein längeres Zeitintervall (ca. 30 min) abgebildet. Schon hier beträgt die Variationsbreite $1,1 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$. Hauptursache für Störungen bei dieser Messung scheint die Temperaturänderung zu sein. Obwohl möglichst temperaturkompensierte Bauelemente verwendet wurden, beeinflusst zusätzliche Konvektion (Luftzug) im Bereich der Elektronik den Messwert. Dennoch kann die Messung zeigen, wie weit der Absolutwert unter Laborbedingungen stabilisiert werden kann. Die absolute Dichte eines Mediums kann mit einer Genauigkeit bis 10^{-4} g/cm^3 bestimmt werden, kurzfristige Dichteänderungen bis 10^{-5} g/cm^3 können unterschieden werden.

6.4.1 Druckabhängigkeit des Sensors

Bereits in den Vorüberlegungen (Abschnitt 3.7.10) wurde der Einfluss des Absolutdrucks auf die Resonanzfrequenz untersucht. Es besteht die Gefahr, dass ein erhöhter Innendruck zur Verformung des Sensors führt, was zum einen das Fluidvolumen und damit die bewegte Masse beeinflusst, zum anderen aber auch die Flächenmomente und damit die Federkonstante der Bewegung.

Im Zusammenhang mit der Messung von Gasdichten kann dieser Effekt relativ einfach im Experiment überprüft werden. Verwendet wurde Druckluft im Einstellbereich zwischen 0 bar und 2 bar. Zu beachten ist dabei die Dichteänderung von Luft aufgrund des Druckes gemäß der allgemeinen Gasgleichung (Gleichung 69). Die molare Masse trockener Luft beträgt 28,96 g/mol.

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \quad (\text{a})$$

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{p \cdot M}{R \cdot T} \quad (\text{b})$$

Gleichung 68: Dichte idealer Gase

$$\rho = 1,1684 \frac{\text{g}}{\text{l}} \cdot \frac{p}{\text{bar}}$$

Gleichung 69: Dichte von Luft bei 25°C in Abhängigkeit des Druckes

Für die Vergleichsmessung mit einer Flüssigkeit ist auch deren Kompressibilität in diesem Zusammenhang nicht zu vernachlässigen. Sie liegt für Ethanol bei 1,1/GPa und verursacht bei 2 bar Überdruck eine Volumenänderung von -220 ppm. Tabelle 22 zeigt die gemessenen Dichtewerte sowie die theoretischen Werte aufgrund der Kompressibilität.

Überdruck	Luft gemessen	Luft erwartet	Ethanol gemessen	Ethanol erwartet
0 bar	1,1836		786,0986	
1 bar	2,3297	2,3520		
2 bar	3,4486	3,5204	786,2719	786,2715

Tabelle 22: Dichte bei verschiedenen statischen Drücken in g/l

Die minimale Auflösung des Messsystems liegt bei 0,01 g/l. Damit ist die Abweichung für Ethanol deutlich geringer. Der etwas größere Fehler für Luft ist durch die ungenaue Einstellmöglichkeit des Druckes zu erklären. Bei dem realisierten Versuchsaufbau konnte der Druck auf ca. 0,1 bar genau eingestellt werden, was sich bei der Luftmessung stärker auswirkt und einen Fehler bis 0,1 g/l verursachen kann.

Während der durchgeführten Versuche zur Druckabhängigkeit des Sensor konnte kein Zusammenhang zur Dichtemessung hergestellt werden. Nachweislich besteht kein Einfluss bis zu einer Auflösung von 10^{-4} g/cm³, der über die Kompressibilität des Fluids hinausgeht. Dieses Resultat deckt sich gut mit der Vermutung, die aufgrund der Simulation aufgestellt werden konnte (Abschnitt 3.7.10).

6.5 Massenflussbestimmung

Durch die Stabilisierung der Phasenmessung (Abschnitt 5.2.4) ist es möglich die Phasensignale beider seitlich angebrachten Elektroden zu vergleichen und minimale Unterschiede die durch die Corioliskraft hervorgerufen werden zu bestimmen. Die Phasenlage wird dabei elektronisch soweit angepasst (Phasenschieber, Allpass), dass der Unterschied ohne Massenfluss möglichst gering ist. Das Differenzsignal wird wie schon Amplitude und Phase der Schwingung über eine Messperiode aufintegriert und vom Mikrokontroller digitalisiert. Diese Rohdaten der Massenflussmessung zeigt Abbildung 89.

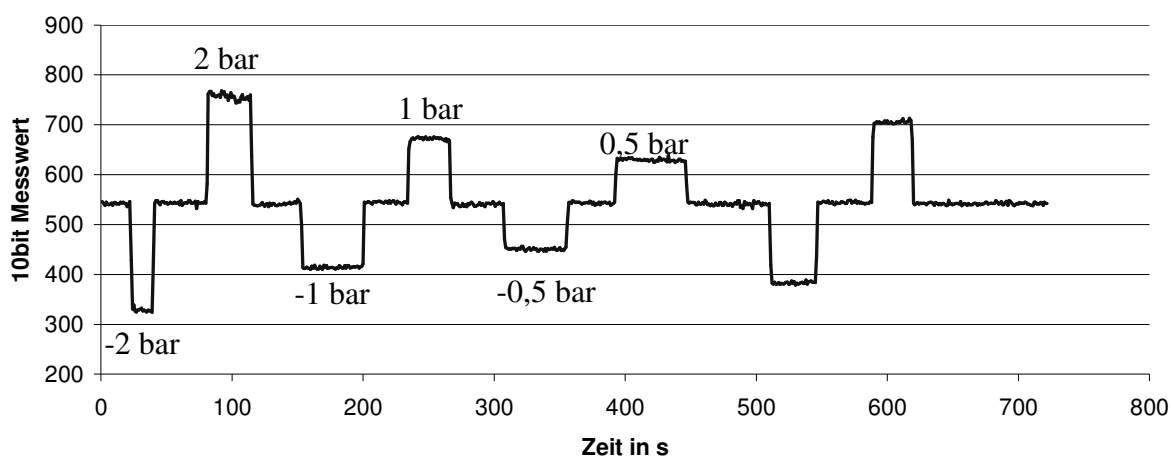


Abbildung 89: Phasen-Differenzsignal über der Zeit, Befüllung Ethanol, Eingangsdruck angegeben

Am Einlass des Messsystems wird Ethanol mit einem Überdruck von 0,5 bis 2 bar zugeführt. Als Vorratsbehälter wird ein Spritzenzylinder mit Volumenmessscala zwischengeschaltet. Der entstehende Massenfluss kann somit über das Volumen, die Zeit und die bekannte Dichte des Fluids bestimmt werden. Mit einem Ventil kann auch die Flussrichtung umgekehrt werden. Abbildung 90 zeigt die einzelnen Ausschläge zeitlich überlagert. Eindeutig sind sowohl die Flussrichtung als auch die verschiedenen Massenflüsse zu unterscheiden.

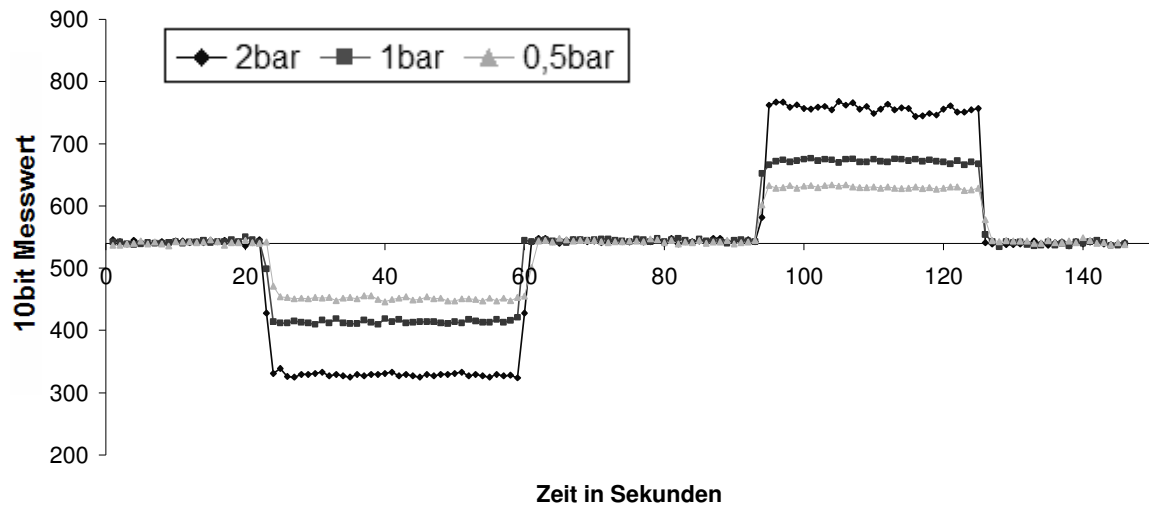


Abbildung 90: Aufbereitetes Messsignal über der Zeit

Die Darstellung des Phasendifferenzsignals über dem unabhängig aus Volumen und Zeit bestimmten Massenfluss zeigt den eindeutigen Zusammenhang. Die Linearität laut Gleichung in Gleichung 41 kann recht gut nachgewiesen werden. Aufgrund des geringen Rauschens des Messsignals ist eine Auflösung des Massenflusses bis zu 0,01 g/s zu erwarten. Langzeitmessungen zeigten aber eine erhebliche Drift des Nullpunktes, so dass diese Auflösung nur kurzzeitig unter Laborbedingungen erreicht werden kann. Hauptstörquelle ist die Temperatur, die sich trotz verbesserter Elektronik weiterhin auf die Phasenmessung auswirkt. Temperaturschwankungen treten sowohl durch die Umgebung, als auch durch Eigenerwärmung auf.

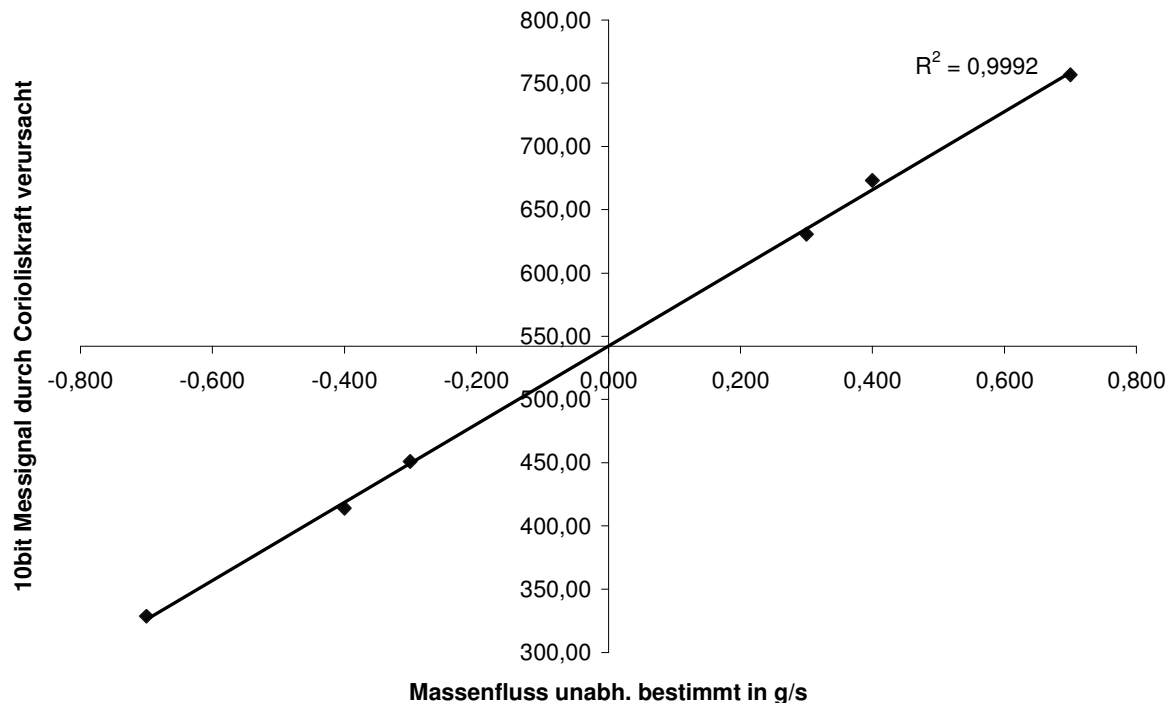


Abbildung 91: Messsignal über dem unabhängig bestimmten Massenfluss

Zusätzlich zu den Sensorschleifen wurden auch die gestreckten Messröhren untersucht sowie balancierte Resonatoren.

6.6 Amplitude und Phase der gestreckten Resonatoren

Die zweiseitig fest eingespannten Messröhren wurden ebenfalls mit dem kapazitiven Messplatz nach dem Austastprinzip vermessen und auf ihre Funktionalität als Dichtesensor überprüft. Aufgrund der höheren Steifigkeit der Struktur sind im Vergleich zur Sensorschleife eine deutlich höhere Resonanzfrequenz (ca. 48 kHz entsprechend Abschnitt 3.7.9) und eine wesentlich geringere Schwingungsamplitude zu erwarten. Abbildung 92 zeigt den Verlauf der Amplitude und der Phasenlage zum Anregesignal.

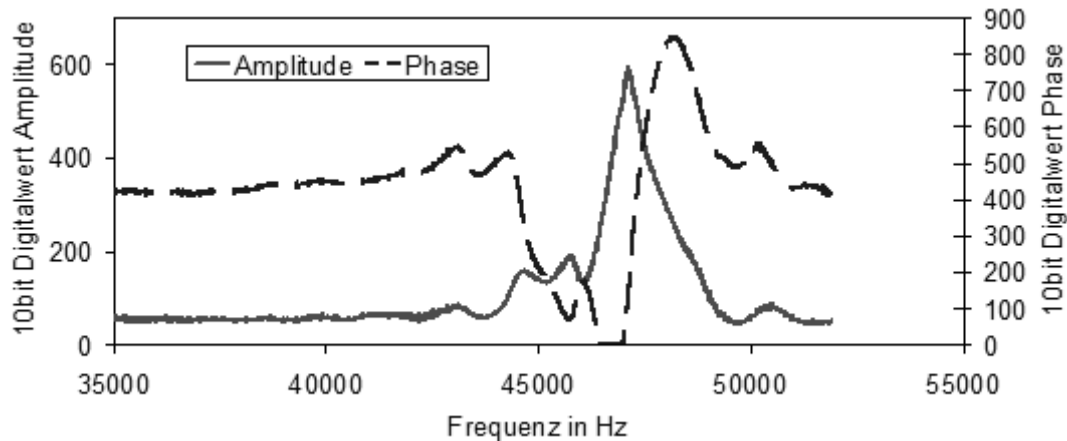


Abbildung 92: Amplituden- und Phasenverlauf der Messröhren

Die Resonanzüberhöhung ist deutlich zu erkennen und auch der Phasendurchgang ist im Bereich der Resonanzfrequenz ausreichend steil, so dass die Dichtebestimmung mit dieser Form der Siliziummessröhre möglich wäre. Die Frequenzauflösung der Messung beträgt 30 Hertz, ermittelt aus dem Rauschen des Messsignals bei einer Güte von ca. 30. Dieses schlechte Signal-Rauschverhältnis resultiert aus der geringen Auslenkung und den damit sehr viel kleineren Verschiebungsströmen. Verglichen mit der Frequenzauflösung der Siliziumschleife (0,01 Hz bei $f_R \approx 6$ kHz) ist davon auszugehen, dass die Dichtemessung von Gasen und die Massenflussbestimmung unter diesen Bedingungen nicht möglich ist.

6.7 Messung der doppelagigen Strukturen

Auch für die doppelagigen Strukturen sollte der messtechnische Nachweis der Sensorfunktion erbracht werden. Aufgrund von Problemen, die in Abschnitt 4.5.1 näher beschrieben sind, standen dabei jedoch nur zweiseitig fest eingespannte Messröhren zur Verfügung.

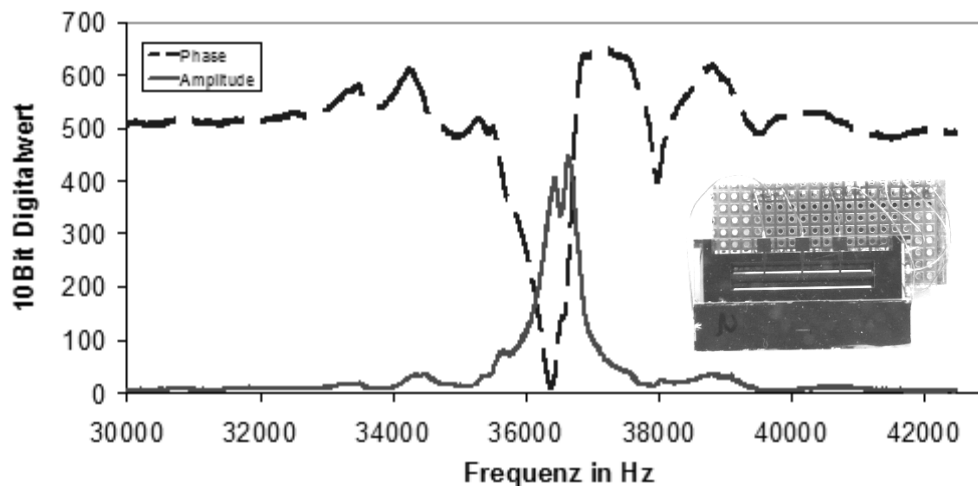


Abbildung 93: Amplituden und Phasengang der Doppelröhre bei Gegentaktanregung

Es sind zwei Amplitudenmaxima zu erkennen, dabei ist der Phasendurchgang zwar steil aber nicht eindeutig der Resonanz zuzuordnen. Zur besseren Charakterisierung des Schwingverhaltens wurden diese Strukturen auch in einer einfachen Vakuumkammer vermessen. Zu erwarten ist eine erhöhte Güte, so dass verschiedene Resonanzen und Moden besser voneinander zu unterscheiden sind.

6.8 Untersuchung der doppellagigen Strukturen im Vakuum

In der verwendeten Vakuumkammer kann ohne weiteren Aufwand zunächst ein Druck von 1 mbar erzeugt werden. Dadurch kann die Güte der vermessenen Doppelschleifen von ca. 30 auf bis zu 1000 erhöht werden, da der hauptsächliche Verlustmechanismus die Luftdämpfung darstellt. Das uneindeutige Bild von Abbildung 93 trennt sich nun zu eindeutigen Resonanzmaxima auf. Die Verstärkung der Sensorsignale muss aufgrund der größeren Auslenkung entsprechend verringert werden.

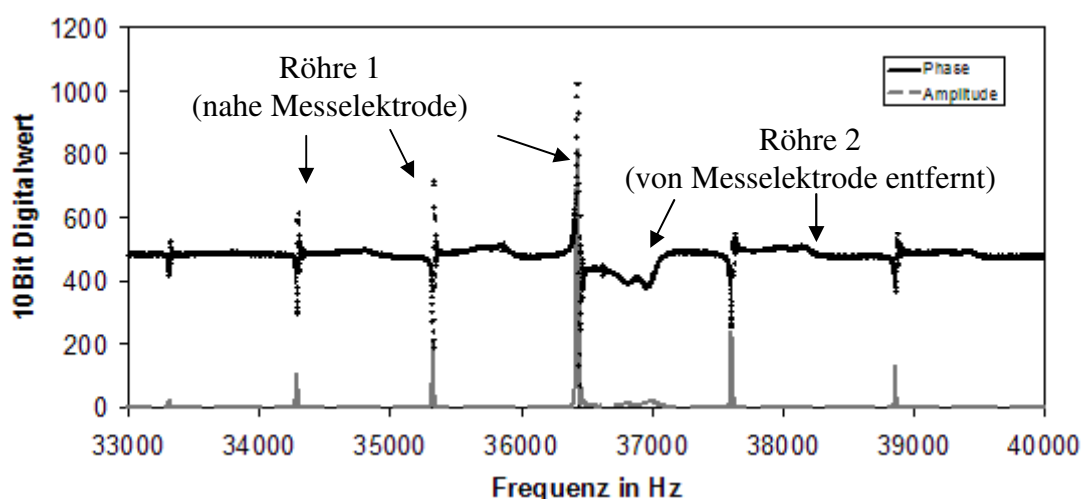


Abbildung 94: Amplitude und Phase unter Vakuum (1 mbar)

Die Anregung erfolgt an beiden Röhren aus gegensätzlicher Richtung mit gleicher Phasenlage, so dass eine Gegentaktbewegung beider Röhren entstehen sollte. Das Messsignal wird nur an der Messelektrode einer Röhre abgenommen. Abbildung 94 zeigt zum einen, dass es sich

bei den Nebenmaxima um Seitenbänder der Anregespannung handelt, die durch das Austastverfahren entstehen (Abschnitt 5.2.2). Vergleicht man mit Abschnitt 3.5, so ist davon auszugehen, dass der Unterschied der Eigenfrequenzen beider Röhren groß ist im Vergleich zur Bandbreite. Da die Kopplung der Resonatoren über die Einspannung gering ist (siehe auch Abschnitt 3.7.8), ist von dem Fall der weitestgehend unabhängigen Einzelresonatoren auszugehen, der keine Kraftkompensation zulässt. Der Versuch, die Eigenfrequenzen durch verspannen des Chips zu beeinflussen (Vorspannung), blieb zunächst ohne Ergebnis. Zusätzliche Messungen und Versuche im Bereich der Mehrfachresonatoren sind zu empfehlen, besonders wenn die einseitig eingespannten Sensorschleifen ebenfalls erfolgreich hergestellt werden können und mehrere Strukturen zum Vergleich vorliegen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zunächst die theoretischen Grundlagen der Massendurchfluss- und Dichtemessung in Mikrotechnik vorgestellt. Dabei wurden gestreckte Messröhren und Sensorschleifen in U- und Ω -Form berücksichtigt. Die Rolle von balancierten Strukturen wurde erörtert und deren mathematische Grundlagen für den Einsatz in der Verfahrenstechnik diskutiert. Die Möglichkeit und Notwendigkeit mechanischer Simulation mittels FEM in diesem Gebiet wurde geprüft. Es wurden Modelle für die numerische Bestimmung von Auslenkung, Belastung und Eigenwerten der Sensorstrukturen erstellt.

Auf der Basis dieser theoretischen Betrachtungen wurden Designvarianten eines freitragenden Siliziumrohres erarbeitet und in Abstimmung mit den fertigungstechnischen Randbedingungen Entwürfe erstellt. Der Fertigungsablauf für die Herstellung von Siliziumsensoren auf Grundlage des anisotropen Ätzens von $\{100\}$ orientiertem Material mit Glasdeckeln wurde entwickelt und optimiert. Dabei konnte insbesondere das Silizium-Direktbonden von freitragenden Strukturen erfolgreich gezeigt werden sowie der Mehrfachbond der Röhrenstrukturen mit Zwischenwafer.

Zum Nachweis der Funktion der Messröhren wurden Messverfahren vorgestellt und umgesetzt, die das Problem des Übersprechens bei elektrostatisch angeregten Strukturen umgehen. Ein optischer Messplatz wurde entwickelt sowie ein kapazitiver Messplatz nach dem Prinzip der zeitlichen Trennung von Anregung und Messphase. Ein weiterer kapazitiver Messplatz wurde vorgestellt, welcher auf der Basis der Amplitudenmodulation eines hochfrequenten Trägersignals arbeitet.

Die Funktion der fertigen Strukturen als Dichtesensoren konnte für Ω -förmige Schleifen bis zu einer Auflösung von $0,01 \text{ g/cm}^3$ nachgewiesen werden. Neben Flüssigkeiten konnte so auch die Dichte von Gasen bestimmt werden. Die Corioliskraft und damit die Funktion der Massenflusssensoren konnte unter Laborbedingungen für Flüssigkeiten im Bereich von $0,01 \text{ g/s}$ bis 2 g/s gezeigt werden. Für die zweiseitig fest eingespannte Messröhre, die die einfachste und Platz sparendste Variante der Struktur darstellt, konnte die resonante Schwingung nachgewiesen werden.

Zur Erhöhung der Messgenauigkeit und Messwertstabilität, die für den erfolgreichen Einsatz eines solchen Sensors in der Mikroverfahrenstechnik notwendig ist, können verschiedene Ansatzpunkte untersucht werden. Die Erhöhung der mechanischen Güte würde bei gleicher Anregespannung direkt die Auslenkung der Struktur erhöhen. Ein resultierendes größeres Messsignal verbessert ebenso die Dichtemessung wie auch die schmalbandigere Systemantwort des Sensors. Zur Güteerhöhung kann einerseits der Anregespalt vergrößert werden, um die Luftdämpfung zu verringern. Um deutlich höhere Güten zu erzielen, müsste jedoch der Umgebungsdruck durch vakuumdichte Verkapselung verringert werden.

Das Austastverfahren zur kapazitiven Vermessung der Strukturen konnte zwar sehr hohe Genauigkeiten erreichen, Nachteile wie die diskontinuierliche Messung verbunden mit langen Messzeiten und Störanfälligkeit lassen jedoch den Einsatz in einem wirtschaftlich einsetzbaren Sensor bezweifeln. Kann das kontinuierliche Messverfahren mittels Amplitudenmodulation soweit verbessert werden, dass die Massenflussbestimmung möglich ist, wäre es vorzuziehen. Der schaltungstechnische Aufwand beider Messverfahren ist vergleichbar hoch.

Es ist weiterhin zu untersuchen, ob die Probleme mit der Stabilität des Massenflusssignals, die hauptsächlich durch thermische Einflüsse auf die Messschaltung verursacht wurden, möglicherweise durch Ersetzen der umfangreichen analogen Signalverarbeitung durch Signalverarbeitung in Digitaltechnik, verringert werden können.

8 Literaturverzeichnis

- [1] Datenblatt: *Siprocess Mikroprozesssystem*, Siemens AG, 2006
- [2] Datenblatt: First Sensor Technology: *Silicon pressure sensor dies, high temprature line*, First Sensor Technology GmbH
- [3] J. Hoffmann: *Handbuch der Messtechnik*, Carl Hanser Verlag, München 2004, ISBN 3-446-22709-1
- [4] P. Enoksson, G. Stemme, E. Stemme: *Fluid density sensor based on resonance vibration*, Sensors and Actuators A.A47 (1995) 327-331.
- [5] T. Corman, P. Enoksson, K. Norén, G. Stemme: *A low pressure encapsulated resonant fluid density sensor with feedback control electronics*, IOP Journal of Measurement Science and Technology, 11, 3(March 2000).
- [6] D. Sparks, R.Smith, M.Straayer, J. Cripe, R.Schneider, S. Massoud-Ansari, N. Najafi: *A microfluidic system for the measurement of chemical concentration and density*, Transducers '03, 12th International Conference on solid state sensores, actuators and microsystems 2003, S. 300-303
- [7] D. Sparks, , R.Smith, M.Straayer, J. Cripe, R.Schneider , A. Chimbayo, S. Anasari, N. Najafi: *Measurement of density and chemical concentration using a microfluidic chip*, Lab on a chip, The Royal Sociey of Chemistry 2003, S. 19-21
- [8] D. Westberg, O. Paul, G. I. Andersson, H. Baltes: *A CMOS-compatible device for fluid density measurements fabricated by sacrificial aluminium etching*, Sensores and Actuators A 73, Nr. 3, 1999, S. 243-251
- [9] D. Sparks, S. Massoud-Ansari, M. Straayer, R. Smith, R. Schneider, J. Cripe, Y.Zhang, G. Meng: *A Density / Specific Gravity Meter Based on Silicon Microtube Technology*, Proceedings Sensors Expo, 2002, S. 171-176
- [10] B. Eichberger: *Die Evolution der tragbaren Dichtemessung*, TU Graz,2001
- [11] O. Fiedler: *Strömungs- und Durchflussmeßtechnik*, R. Oldenbourg Verlag, München 1992, ISBN 3-486-22119-1
- [12] H.-R. Tränkler, E. Obermeier: *Sensortechnik: Handbuch für Praxis und Wissenschaft*, Springer Verlag, Berlin 1998, ISBN 3-540-58640-7
- [13] M. Richter, R. Keoschkerjan, M. Wackerle, U. Schaber, Y. Congar, A. Sayan, N. Lutter: *A novel device for flow monitoring in drug delivery systems*, Actuator 8th, Bremen, 2002, S. 223-226
- [14] Datenblatt: *Wirbel-Durchfluß-Meßsystem prowirl 70*, Endress+Hauser
- [15] N. Svedin: *A Lift Force Gas Flow Sensor*, Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, 1998

-
- [16] Datenblatt: *Honeywell MagneW 3000 PLUS*, Honeywell International Inc.
- [17] Datenblatt: *Magnetisch-induktives Durchfluss-Messsystem PROline promag 10 P*, Endress+Hauser
- [18] Datenblatt: *Ultraschall Durchflusssystem PROline prosonic flow 93 P*, Endress+Hauser
- [19] D. Dittmann, Z. Rummler, K. Schlote-Holubek, W. K. Schomburg: *Durchflusssensoren aus Kunststoff für sehr kleine Volumenströme auf der Basis des AMANDA-Verfahrens*, Dissertation, Universität Karlsruhe, 2001
- [20] Th. Gast, R. Hönl, H. Köhn: *Massenstrommessung durch Modulation der Strömung in einem Rohrabchnitt*, Technisches Messen (tm 55), Heft 7/8, 1988, S. 261-266
- [21] Datenblatt: *Brooks QUANTIM Precision Mass: Qm-IP40-Series*, Brooks Instrument Division, Emerson Electric Co., 2002
- [22] Datenblatt: *Coriolis-Massendurchfluss-Messsystem promass 40 E*, Endress+Hauser
- [23] Datenblatt: Rheonik: *RHM 015*, Rheonik Messgeräte GmbH, 2005
- [24] P. Enoksson: *Novel Resonant Micromachined Silicon Devices for Fluid Applications*, Stockholm 1997, ISSN 0281-2878
- [25] P. Enoksson, G. Stemme, E. Stemme: *A silicon Resonant Sensor Structure for Coriolis Mass-Flow Measurements*, Journal of Microelectromechanical Systems, 1997, ISSN 1057-7157
- [26] D. Sparks, R. Smith, J. Cripe, R. Schneider, N. Najafi: *A Portable MEMS Coriolis Mass Flow Sensor*, IEEE Sensors Conference, Toronto, 2003, S. 90
- [27] D. Sparks, R. Smith, S. Massoud-Ansari, N. Najafi: *Coriolis mass flow, density and temperature sensing with a single vacuum sealed MEMS chip*, Solid-state sensor, actuator and microsystems workshop, 2004, S. 75-78
- [28] W. Drahm, M. Fuchs, H. Bjonnes, C. Matt, A. Wenger, H.-J. Sprich: *Coriolis-mass-flowmeter with direct viscosity measurement*, Technisches Messen (tm) Vol. 71, No. 3, 2004, S. 148-153
- [29] A. Sommerfeld: *Vorlesungen über Theoretische Physik, Mechanik*, Verlag Harri Deutsch 1994, ISBN 3-871-44374-3
- [30] T. Brenner, T. Glatzel, R. Zengerle, J. Ducée: *A flow switch based on coriolis force*, 7th International Conference on Miniaturized Chemical and Biochemical Analysis Systems 2003, S. 903-906
- [31] J. Ducreé, T. Brenner, T. Glatzel, R. Zengerle: *Coriolis-Induced Switching and mixing of Laminar Flows in Rotating Microchannels*, Proc Microtec 2003, S. 1-7

- [32] E. Brommundt, G. Sachs: *Technische Mechanik, Eine Einführung*, Oldenbourg, München 1998, ISBN 3-486-24832-4
- [33] K. Hiller, S. Kurth, N. Zichner, J. Mehner, C. Kaufmann, T. Iwert, S. Biehl, W. Dötzel, T. Gessner: *Ein mikromechanischer Vakuumsensor nach dem Reibungsprinzip*, 5. Chemnitzer Fachtagung Mikrosystemtechnik-Mikromechanik & Mikroelektronik, 2001, S. 79-86
- [34] G. Sauerbrey: *Verwendung von Schwingquarzen zur Wägung dünner Schichten und zur Mikrowägung*, Zeitschrift für Physik, Vol. 155, ISSN 0939-7922, Springer Berlin / Heidelberg, 1959, S. 206-222
- [35] H. M. Hansen, Siemens flow instr AS (DK): *Coriolis mass flowmeter and method for measuring mass flow*, European Patent EP1459039, 2004
- [36] R. Kories, H. Schmidt-Walter: *Taschenbuch der Elektrotechnik*, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt am Main 1998, ISBN 3-8171-1563-6
- [37] F. Bennini: *Ordnungsreduktion von elektrisch-mechanischen Finite Elemente Modellen für die Mikrosystemtechnik*, Dissertation, TU Chemnitz, 2004
- [38] M. Hoffmann, D. Nüsse, E. Voges: *Entwurf und Herstellung elektrostatischer Aktoren mit großer Auslenkung in Silicium-Volumenmikromechanik*, 5. Chemnitzer Fachtagung Mikrosystemtechnik-Mikromechanik & Mikroelektronik, 2001, S. 1-5
- [39] N. A. Hall, F. L. Degertekin: *Integrated optical interferometric detection method for micromachined capacitive acoustic transducers*, Applied Physics Letters, Volume 80, Number 20, 2002, S. 3859-3860
- [40] Datenblatt: *Vierquadrantenphotodetektor QD7-5T*, Centronic
- [41] R. Frahnöw: *Diplomarbeit*, Fachhochschule für Technik und Wirtschaft Berlin, Studiengang Mikrosystemtechnik, Berlin 2002
- [42] R. Frahnöw, A. Steckenborn: *Sensor in mikromechanischer Bauweise zum Messen des Massendurchflusses nach dem Coriolis-Prinzip*, Patentanmeldung, Amtliches Aktenzeichen: 10 2006 029 443.2, 2006
- [43] R. Frahnöw, A. Steckenborn, O. Freudenberg: *Verfahren zum Erzeugen eines Bauteils aus mehreren Lagen durch Ätzen*, Patentanmeldung, Amtliches Aktenzeichen: 10 2006 029 442.4, 2006
- [44] Datenblatt: *Nanosurf Whitelight confocal microscope*, UBM Corporation
- [45] Offereins, H. Lammert: *Aufbau piezoresistiver Drucksensoren aus Silicium*, Dissertation, Verlag Shaker, Aachen, 1994, ISBN 3-86111-961-7
- [46] J. Mehner: *Entwurf in der Mikrosystemtechnik*, Habilitationsschrift, Dresden; München: Dresden University Press, 2000, ISBN 3-931828-47-6
- [47] I. Szabo: *Höhere Technische Mechanik*, Springer Verlag, Berlin 2001, ISBN 3-540-67653-8

-
- [48] V. A. Sazonova: *A tunable carbon nanotube resonator*, PhD Thesis, Cornell University, 2006
- [49] J. Wibbeler: *Frequenzselektive Vibrationssensoren mit spannungsgesteuerter Resonanzabstimmung in Oberflächenmikromechanik*, Dissertation, TU Chemnitz, 2002
- [50] A. Heuberger, *Mikromechanik*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1991
- [51] H. Raschler: *Der Coriolis-Effekt in der Durchflussmessung*, Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg, 1992
- [52] R. Frahnöw: *Praktikumsbericht*, Fachhochschule für Technik und Wirtschaft Berlin, Studiengang Mikrosystemtechnik, Berlin 2001
- [53] M. Wiemer, K. Hiller, D. Billep, T. Geßner, B. Ryrko U. Breng, S. Zimmermann, W. Gutmann: *Kapazitiver Drehratensensor auf der Basis einer Stimmgabel mit gekoppelten Resonatoren*, 4 Chemnitzer Fachtagung Mikrosystemtechnik-Mikromechanik & Mikroelektronik, 1999
- [54] T. Pedropoulos, E. M. Yeatman, P. D. Mitcheson: *MEMS coupled resonators for power generation and sensing*, Micromechanics Europe, Leuven, 2004, S. 261-264
- [55] K. U. Ingard: *Fundamentals of Waves and Oscillations*, Cambridge University Press, Cambridge 1988, ISBN 0 521 32734-2
- [56] D. R. Cage, Micro Motion Inc.: *Improved parallel path coriolis mass flow meter*, US Patent PCT/US1987/001757, 1987
- [57] Z. Hao, A. Erbil, F. Ayazi: *An analytical model for support loss in micromachined beam resonators with in-plane flexural vibrations*, Sensors and Actuators 2003, S. 156-164
- [58] R. Abdolvand, G. K. Ho, A. Erbil, F. Ayazi: *Thermoelastic damping in trench-refilled Polysilicon resonators*, Transducers '03, Digest of the 12th International Conference on Solid State Sensors – Transducers '03, 2003, S. 324-327
- [59] K. Löhr, J. Mehner, W. Dötzel: *Simulation viskoser Dämpfung in Mikrosystemen unter Verwendung von Analogiebeziehungen*, 5. Chemnitzer Fachtagung Mikrosystemtechnik- Mikromechanik & Mikroelektronik, 2001, S. 56-61
- [60] S. Kurth, J. Mehner, M. Rauch: *Analyse des Dämpfungsverhaltens an bewegten Mikrostrukturen der Bulk- und Oberflächentechnologie*, 3. Chemnitzer Fachtagung Mikrosystemtechnik- Mikromechanik & Mikroelektronik, 1997, S. 99-106
- [61] T. Corman, P. Enoksson, G. Stemme: *Gas damping of electrostatically excited resonators*, Sensors and Actuators A 61, 1997, S. 249-255
- [62] T. Väijola, T. Corman: *Dynamic simulation model for a vibrating fluid density sensor*, Eurosensors XII, Vol. 1, 1998, S. 377-380

- [63] T. Corman: "Burst" *Technology with feedback-loop control for capacitive detection and electrostatic excitation of resonant silicon sensors*, IEEE Transactions on electron devices, Volume 47, Nummer 11, 2000, S. 79-86
- [64] J. Frühauf: *Werkstoffe der Mikrotechnik*, Carl Hanser Verlag, 2005, ISBN 3-446-40089-3
- [65] Gian Luca Morini: *Laminar-to-Turbulent Flow Transition in Microchannels*, Microscale Thermophysical Engineering, Vol. 8, Nr. 1, 2004, S. 15-30
- [66] H. Schröder: *Modell des anisotropen Ätzens von einkristallinem Silizium in wässrigen KOH-Lösungen*, Dissertation, Mensch-und-Buch Verlag, Berlin, 2000, ISBN 3-89820-082-5
- [67] D. Eichner, W. von Münch: *A two-step electrochemical etch-stop to produce freestanding bulk-micromachined structures*, Sensors and Actuators A 60 1997, S. 103-107
- [68] T. A. Kwa, R. F. Wolffenbuttel: *Electronically controlled etch-mask for silicon Bulk Micromachining*, Journal of Microelectromechanical systems, volume 3, Nummer 4, 1994, S. 155-161
- [69] N. Kaou, J.-C. Jeannot, M. de Labachellerie: *New method for reduction of corner undercutting in anisotropic KOH etching, and applications to MEMS and MOEMS*, SPIE proceedings Vol. 3680, 1999, S. 1091-1098
- [70] A. J. Nijdam: *Anisotropic wet-chemical etching of silicon pits, peaks, principles and particles*, Dissertation, Universität Twente, Enschede 2001, ISBN 90 365 15351
- [71] K. R. Williams, K. Gupta, M. Wasilik: *Etch Rates for Micromachining Processing—Part II*, Journal of microelectromechanical systems, Vol. 12, No. 6, 2003, S. 761-778
- [72] A. Hein: *Einflüsse von Verunreinigungen im Silizium und in der Ätzlösung auf das anisotrope Ätzen von Silizium in wässrigen KOH-Ätzlösungen*, Dissertation, TU Berlin, 2000
- [73] O. Powell, D. Sweatman, H. B. Harrison: *The use of titanium and titanium oxide as masks for deep silicon etching*, SPIE proceeding series, Vol. 5276, 2004, S. 26-35
- [74] D. Zielke, J. Frühauf, T. Engelbrecht, F. Rößler: *Simulation des orientierungsabhängigen Ätzens von Silizium*, 2. Chemnitzer Fachtagung Mikrosystemtechnik- Mikromechanik & Mikroelektronik, 1995, S. 13-22
- [75] F. Schindler-Saefkow: *Direktbonden von Silizium auf strukturierten Wafer-Oberflächen*, Diplomarbeit, FHTW-Berlin, 1999
- [76] K. Hiller: *Technologieentwicklung für kapazitive Sensoren mit bewegten Komponenten*, Habilitationsschrift, TU Chemnitz, 2004
- [77] O. Dorsch, A. Hein, E. Obermeier: *Effect of the silicon content of KOH on the Etching behaviour of convex corners in <100> single crystalline silicon*, Transducers '97, 9th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators 1997, S. 683-686
- [78] K. T. Turner: *Wafer bonding: mechanics-based models and experiments*, PhD Thesis, Massachusetts institute of technology, 2004

-
- [79] T. Corman, P. Enoksson, G. Stemme: *Low-pressure-encapsulated resonant structures with integrated electrodes for electrostatic excitation and capacitive detection*, Sensors and Actuators A 66, 1998, S. 160-166
- [80] R. Knechtel, K.-D. Preuß: *Methoden zur Vermeidung von natriumhaltiger Ablagerungen auf der Oberfläche anodisch gebondeter Glaswafer*; 5. Chemnitzer Fachtagung Mikrosystemtechnik-Mikromechanik & Mikroelektronik, 2001, S. 166-170
- [81] M. Kuhn, R. Hahn, I. Schubert, C. Kaufmann, T. aufmann, T. Geßner: *Entwicklung von neuartigen Technologien zur Anschlußkontaktierung von mikromechanischen Scannern*, 5. Chemnitzer Fachtagung Mikrosystemtechnik-Mikromechanik & Mikroelektronik, 2001, S. 177-182
- [82] R. Knechtel: *Wafer level encapsulation of surface micromechanical sensors demands and solution*, X-FAB Semiconductor Foundries AG, Microsystem Technologies 2003 München, S. 544-546
- [83] T. Corman: *Low pressure Encapsulation techniques for silicon resonators*, Stockholm 1998
- [84] B. Lee, S. Seok, K. Chun: *A study on wafer level vacuum packaging for MEMS devices*, Journal of Microelectromechanical and Microengineering, Volume 13, 2003, S. 663-669
- [85] M. Bartek, J. A. Foerster, R. F. Wolffenbuttel: *Vacuum sealing of microcavities using metal evaporation*, Sensors and Actuators 1997, S. 364-368
- [86] O. Theile: *Kontinuierliche Kapazitätsbestimmung zwischen resonant schwingenden Elektroden zum Einsatz in der Mikromechanik*, Diplomarbeit TFH Berlin, 2005
- [87] J. Melin, P. Enoksson, G. Stemme, T. Corman: *A low-pressure encapsulated deep reactive ion etched resonant pressure sensor electrically excited and detected using 'burst' technology*, Journal of Microelectromechanical and Microengineering, Volume 10, 2000, S. 209-217
- [88] T. Corman, P. Enoksson, K. Noren: *Excitation and detection of resonant sensors used in e. g. motor industry, using burst technology to separate excitation and detection signals*, Swedish patent application 1999
- [89] J.-R. Ohm, H. D. Lüke: *Signalübertragung: Grundlagen der digitalen und analogen Nachrichtenübertragungssysteme*, Springer Verlag, Berlin 2004, ISBN 3-540-22207-3
- [90] H.-J. Bartsch: *Taschenbuch mathematischer Formeln*, Carl Hanser Verlag München Wien, Leipzig 1997, ISBN 3-446-18717-0
- [91] J. Niebuhr, G. Lindner: *Pysikalische Meßtechnik mit Sensoren*, Oldenbourg Verlag, München Wien 2002, ISBN 3-486-27007-9
- [92] H. Stoiber: *Grundlagen der elektronischen Schaltungstechnik*, Franzis-Verlag, München 1992, ISBN 3-7723-4401-1

[93] Datenblatt: *Atmega8335*, Atmel Corporation, 2003

[94] Amtsblatt der Europäischen Gemeinschaften: *Verordnung (EG) Nr. 2870/2000 der Kommission mit gemeinschaftlichen Referenzanalysemethoden für Spirituosen*, 2000

[95] B. Cagdaser, A. Jog, M. Last, B. S. Leibowitz, L. Zhou, E. Shelton, K. S. J. Pister, B. E. Boser: *Capacitive sense feedback control for MEMS beam steering mirrors*, Solid-State Sensor, Actuator and Microsystems Workshop, 2004, S. 348-352

9 Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

Abbildung 1: Prinzip Mikroreaktion mit kontinuierlichem Durchsatz, Sensoren und Aktoren für die Erfassung und Regelung von Druck (Δp /PI/PIC), Temperatur (TIC) und Durchfluss (FIC), rot hervorgehoben: Durchfluss-idealerweise Massenflussbestimmung und -regelung	3
Abbildung 2: Dichtespindel nach dem Prinzip von Archimedes, die Dichte der Flüssigkeit entspricht dem Quotienten aus Spindelmasse und dem verdrängten Flüssigkeitsvolumen (für $\rho_1 < \rho_2$)	5
Abbildung 3: Gedämpftes Feder-Masse-System schematisch, die bewegte Masse setzt sich aus der festen Sensormasse sowie der zusätzlichen Masse durch das Fluid zusammen	5
Abbildung 4: Siliziumröhre durch anisotropes Ätzen von einkristallinem Silizium	6
Abbildung 5: Siliziumröhren zur Dichtemessung, links: gestrecktes Messrohr, rechts: U-Form	6
Abbildung 6: Messrohre zur Massenflussbestimmung, links: U-Rohr, Mitte: Ω -Rohr, rechts: gestrecktes Rohr und gestrecktes Doppelrohr	9
Abbildung 7: Prinzipbild eines Durchflussmessers mit elektromagnetischer Anregung, 1: Dauermagneten, 2: Anregespule, S1 und S2: Dehnungsmessstreifen zur Gewinnung des Messsignals [35]	12
Abbildung 8: Plattenkondensator mit einer beweglichen Elektrode	14
Abbildung 9: Anregespannung über der Auslenkung	15
Abbildung 10: Optische Schwingungsmessung durch Strahlablenkung, links: Messaufbau schematisch, rechts: Vierquadrantenphotodetektor der Firma Centronic (QD7-5T) [40]	16
Abbildung 11: Drucksensorchip der Firma First Sensor Technology, links: Chip mit Membran und Widerstandsbrücke eingezeichnet, rechts: Schnitt eines Differenzdruckchips [2]	17
Abbildung 12: Plattenkondensator mit beweglicher Elektrode	17
Abbildung 13: Zweiseitig eingespanntes Rohr	20
Abbildung 14: Grundmode β_0 sowie β_1 bis β_3 beim zweiseitig fest eingespannten Biegebalken	22
Abbildung 15: Gestrecktes Messrohr mit abgewinkelter Einspannung	24
Abbildung 16: Einseitig eingespanntes U-Rohr	24
Abbildung 17: Ω -Schleife für einfachere Verkipfung	27
Abbildung 18: Schwingungsform des durchströmten Biegebalkens	28
Abbildung 19: Amplitudenverhältnis zwischen erster Mode und Grundmode	29
Abbildung 20: Näherung der Anregebewegung (links) und der corioliskraftbedingten Sekundärschwingung (rechts) als Torsionsschwinger	30
Abbildung 21: Die Corioliskraft am rotierenden durchströmten Rohr	30
Abbildung 22: Torsion durch die Corioliskraft	31
Abbildung 23: Doppelschleife zur Kompensation der Kräfte (links) und Doppelröhre	32
Abbildung 24: Gekoppelter Oszillator mit zwei Massen	33
Abbildung 25: Gleichtaktbewegung der Massen	34
Abbildung 26: Gegentaktbewegung der Massen	34
Abbildung 27: Amplitude und Phase der beiden Massen bei einseitiger Anregung ($F_2=0$), $Q=20$, $\kappa=0,2$	35
Abbildung 28: Modenanregung am Doppelresonator durch Gleich- und Gegentaktanregung	36
Abbildung 29: Doppelresonator mit geringer Kopplung ($\kappa \approx 0$) und verschiedenen Eigenfrequenzen. Die Güte $Q=20$ führt zur Überlappung der Resonanzkurven. Durchgezogene Linie: x_1-x_2	38
Abbildung 30: Gekoppelter Doppelschwinger ($\kappa \approx 0,2$) mit verschiedenen Eigenfrequenzen ($k_1 \neq k_2$), grün: x_1-x_2	39
Abbildung 31: Resonatorkurven bei unterschiedlicher mechanischer Güte, doppeltlogarithmische Darstellung	41
Abbildung 32: Sensor-Doppelschleife als Dichtesensor	42
Abbildung 33: Automatisch vernetztes Sensorelement	43
Abbildung 34: Symmetrien der Doppelschleife	44
Abbildung 35: Verkipfung einer Doppelschleife durch die Corioliskraft	47
Abbildung 36: Wichtigste Moden der Doppelschleife und deren Eigenfrequenzen	47
Abbildung 37: Zwei Materialien: Sensorschleife (grau, transparent) und Fluid (dunkel, deckend)	48
Abbildung 38: Kennlinie des Dichtesensors durch Simulation sowie die Kurve der Empfindlichkeit	48
Abbildung 39: Zwei Schwingungsmoden der zweilagigen Sensorschleife und möglicher Verbindungspunkt	49
Abbildung 40: Zweiseitig eingespannte Siliziumröhre, Verformung bestimmt mit ANSYS	50
Abbildung 41: links: Verformung des Rohrquerschnitts durch den Rohrrinnendruck, rechts: Verformung der Schleife durch Rohrrinnendruck stark überzeichnet, Angaben in mm	51
Abbildung 42: Silizium-Doppelröhre mit Abstandshalter und Glasdeckeln, rechts die fluidische Verbindung	56
Abbildung 43: Ätzwinkel im einkristallinen Silizium	58
Abbildung 44: Anisotropes Ätzen ohne Eckenvorhalt	59
Abbildung 45: Schutz konvexer Ecken durch einen Balkenvorhalt	59
Abbildung 46: Ätzwinkelvarianten: a) T-Form, b) Quadrat, c) Band und d) unsymmetrisches T	60
Abbildung 47: Ätzmaske innen und außen, Ausschnitt einer Schleife	61

Abbildung 48: REM-Aufnahmen einer konvexen Ecke nach zweistufigem Ätzen, Überreste der Kompensationsstrukturen am Ätzboden (Durchbruch)	62
Abbildung 49: links: Lichtmikroskopie einer konvexen Ecke mit Bandvorhalt, rechts: kritische Ecken	62
Abbildung 50 Bonden durchgeätzter Wafer, links: Prebond, rechts: getempert, IR-Aufnahmen mit Abblendwafer	64
Abbildung 51: Sensorschleife REM-Aufnahme	64
Abbildung 52: Bondschritt nach einseitigem Ätzen, zweiter Ätzschritt folgt	65
Abbildung 53: Infrarotaufnahme Mehrfachbond mit Zusatzwafer zum Abblenden der durchätzten Bereiche (weiß), links: Bonden ohne Zwischenreinigung, mittig und rechts: mit Zwischenreinigung	67
Abbildung 54: Anodisches Bonden schematisch	69
Abbildung 55: Stapel aus sieben Wafern (Glas-5xSilizium-Glas)	70
Abbildung 56: links: Abdruck und leichte Korrosion der Goldschicht (von oben, Siliziumschleife entfernt) rechts: Abgerissene Chrom-Goldschicht (rückseitige Ansicht durchs Glas)	71
Abbildung 57: Chrom-Goldelektrode, Rückseite (durchs Glas); verformt aber kein Kontakt	71
Abbildung 58: Chipausschnitt Innenmaske mit Symmetrie- bzw. Klapplinien, helles Rechteck: Durchbruch nach oben, dunkles Rechteck Durchbruch nach unten durch die Kanalwand (Außenmaske)	72
Abbildung 59: Kanaldurchbruch ätzen, links: ohne Ätzstopp, rechts: mit Ätzstopp durch V-Gruben	73
Abbildung 60: Maskenstruktur in der Außenmaske für umlaufende V-Grube mit Schutz der konvexen Ecken	74
Abbildung 61: Glassägen bis auf die vorstrukturierte Mulde	75
Abbildung 62: Bonden eines Glaswafers mit Sägenuten, links: gebondeter Stapel, rechts: Lichtmikroskopie der Sägeschnitte innerhalb der ca. 10 µm tief geätzten Glasmulde	75
Abbildung 63: Zweiter Sägeschnitt und Siliziumsägen zum vereinzeln der Chips	76
Abbildung 64: Fertige Sensorchips aus Silizium, Glas und Chrom/Gold	76
Abbildung 65: Anrege- und Messelektroden an einer Sensorschleife, rechts: Ersatzschaltbild (vereinfacht)	78
Abbildung 66: Blockdiagramm des kapazitiven Messplatzes mit Austastprinzip, rot hinterlegt: Anregesignalerzeugung mit Austastung, blau: Messschaltung mit Austastung des Anregestörsignals, gelb: Bestimmung von Amplitude und Phasenlage relativ zur Anregung, grün: Mikrokontroller	80
Abbildung 67: Blockdiagramm des AD9835, wichtigste Bereiche hervorgehoben	81
Abbildung 68: Signalerzeugung mit Spannungsverstärker	82
Abbildung 69: Ausgetastetes Sinussignal im Zeitbereich	83
Abbildung 70: Koeffizienten des ausgetasteten Sinussignals mit Verbindungslinie	84
Abbildung 71: Fourierreihe mit 16 Koeffizienten	84
Abbildung 72: Strom-Spannungswandler mit Operationsverstärker TL072/TL074, links oben: Schaltplan aus Eagle, links unten: Messsignal U_A , rechts: Foto einer gestreckten Messröhre (rechts im Bild) mit Anschlussdrähten und OPV TL072	85
Abbildung 73: Phasen- und Amplitudenbestimmung durch analoge Multiplizierer und geschaltete Integratoren, Schaltplan aus dem Programm Eagle	86
Abbildung 74: Phasenlage harmonischer Schwingungen und Gleichanteil nach Multiplikation, oben: Signale verschiedener Phasenlage, unten: Produkte der Signale	87
Abbildung 75: Beschaltung des Atmega8535, links: Schaltplan aus dem Programm Eagle, rechts: Foto des Mikrokontrollers im DIL-Package	88
Abbildung 76: Programmcode Regelalgorithmus in der Programmiersprache C	89
Abbildung 77: Demonstrator zur Dichtemessung von Flüssigkeiten. A) LCD-Anzeige B) Taster zur Bedienung C) Fluidische Anschlüsse, Ein- und Auslass D) Resetbutton Mikrokontroller E) Serieller Schnittstelle zur Messdatenausgabe F) Netzanschluss G) Gerätesicherung H) Netzschalter I) Kontrollausgang Sensorsignal J) Dichtesensor K) Temperatursensor L) eingeklebte Kanülen M) Verstärker-IC TL072 N) Weißblechgehäuse zur Schirmung (Deckel fehlt im Bild)	91
Abbildung 78: Bildschirmausdruck des PC-Terminalprogramms	92
Abbildung 79: Amplitudenmoduliertes Signal, Träger und Modulation sinusförmig, links: Zeitbereich, rechts: Frequenzbereich, Zweiseitenmodulation	93
Abbildung 80: Blockdiagramm Selbsterregung, linker Block: Sensormessbrücke, rechts oben: Verstärker der Brückenspannung und Demodulation, darunter: Phasenanpassung und Spannungsverstärkung zur Bildung des Anregesignals, rechts unten: Frequenzbestimmung und Anzeige	94
Abbildung 81: Amplituden- und Phasengang bei einseitiger Anregung, das Phasensignal ist aufgrund der Messtechnik nur bei ausreichender Messsignalamplitude gültig	96
Abbildung 82: Amplituden- und Phasengang bei Gegentakt-Anregung	96
Abbildung 83: Amplituden- und Phasengang bei Gleichtakt-Anregung	97
Abbildung 84: Frequenzgang mit Luft- und Ethanolbefüllung	97
Abbildung 85: Dichtebestimmung mit verschiedenen Fluiden	98
Abbildung 86: Statische Dichtemessung von Luft und Argon	98
Abbildung 87: Linearität zwischen der Dichte und dem reziproken Quadrat der Resonanzfrequenz	99
Abbildung 88: Dichtemessung von Luft über 30min	100

Abbildung 89: Phasen-Differenzsignal über der Zeit, Befüllung Ethanol, Eingangsdruck angegeben	101
Abbildung 90: Aufbereitetes Messsignal über der Zeit	102
Abbildung 91: Messsignal über dem unabhängig bestimmten Massenfluss	102
Abbildung 92: Amplituden- und Phasenverlauf der Messröhren	103
Abbildung 93: Amplituden und Phasengang der Doppelröhre bei Gegentaktanregung	104
Abbildung 94: Amplitude und Phase unter Vakuum (1 mbar)	104

Tabelle 1: Übersicht Strömungsmessverfahren	8
Tabelle 2: Auswahl von Prinzipien mechanischer Resonatoren	11
Tabelle 3: Koeffizienten β_n der ersten Moden	22
Tabelle 4: Koeffizienten β_n der ersten Moden des einseitig fest eingespannten Biegebalkens	25
Tabelle 5: Geometrieoptimierung des Siliziumsensors	45
Tabelle 6: Simulationsergebnisse Sensordoppelschleife	46
Tabelle 7: Maximale mechanische Spannung und Auslenkung bei elektrostatischer Anregung	46
Tabelle 8: Simulationsergebnis: Eigenfrequenzen mit Fluid	48
Tabelle 9: Eigenfrequenz und maximale Auslenkung des gestreckten Mesrohres	50
Tabelle 10: Vergleich von Durchbiegung und Stress mit und ohne Innendruck	52
Tabelle 11: Kennwerte einer Siliziumröhre für $Re=2000$ bei $20^\circ C$	54
Tabelle 12: Strömungswiderstand des Sensors mit verschiedenen Fluiden	54
Tabelle 13: Prozessablauf zu Herstellung der freitragenden Siliziumhalbröhren	57
Tabelle 14: Silizium-Direktbonden der Kanäle	63
Tabelle 15: Aufbau einer zweilagigen Kanalstruktur durch Mehrfachbond	66
Tabelle 16: Prozessablauf zu Herstellung der Glasdeckel mit eingelassenen Elektroden	68
Tabelle 17: Prozessablauf anodisches Bonden und Sägen der Chips	69
Tabelle 18: Übersicht der verwendeten Masken	72
Tabelle 19: Kapazität der Sensorelektroden	78
Tabelle 20: Maßnahmen zur Vermeidung von Übersprechen bei kapazitiver Messung	79
Tabelle 21: Verwendete Anschlüsse/Signale des ATmega8535	89
Tabelle 22: Dichte bei verschiedenen statischen Drücken in g/l	101

10 Versicherung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Bei der Auswahl und Auswertung des Materials sowie bei der Herstellung des Manuskripts habe ich Unterstützungsleistungen von folgenden Personen erhalten:

- keine -

Weitere Personen waren an der Abfassung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Die Hilfe eines Promotionsberaters habe ich nicht in Anspruch genommen. Weitere Personen haben von mir keine geldwerten Leistungen für Arbeiten erhalten, die in Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

28.11.2007

Roman Frahnöw

11 Thesen zur Promotion

- 1) Biegeschwinger, die aufgrund ihrer Bauform einen Kanal zum Führen von Flüssigkeiten oder Gasen formen, können als rotierende Systeme mit veränderlicher Rotationsrichtung angesehen werden. Dadurch verursacht das bewegte Fluid bei Strömung mit Winkel zur Rotationsachse die Corioliskraft.
- 2) Durch symmetrische Ausführung resonanter Strukturen können bei geeigneter Anregung die auftretenden Gegenkräfte der Einspannung kompensiert werden. Energie kann auf diesem Wege nicht verloren gehen. Äußere Störungen (Kräfte) können durch die Messtechnik vereinfacht unterdrückt werden.
- 3) Durch Simulation mit der Finiten Elemente Methode lassen sich die Auslenkungen und Spannungen eines mikromechanischen Resonators bestimmen. Durch eine nichtlineare Analyse kann auch die Auswirkung des statischen Innendrucks einer Messröhre auf deren Biegeigenschaften untersucht werden.
- 4) Durch anisotropes Ätzen geformte Siliziumröhren können elektrostatisch in Schwingung versetzt werden und eignen sich daher zur Dichtemessung von Flüssigkeiten und Gasen.
- 5) Kanalwandstärken von 100 Mikrometern lassen sich durch anisotropes Ätzen formen, wobei planparallele Wände mit sehr glatter Oberfläche entstehen. Durch geeignete Vorhaltstrukturen können konvexe Ecken dabei vor dem Ätzangriff geschützt werden.
- 6) Das Fügen von mehreren durchgeätzten Siliziumwafern durch Direktbonden ist möglich, dabei werden auch Stege mit einer Breite von ca. 120 μm sicher gebondet.
- 7) Bei der kapazitiven Auswertung von elektrostatisch angeregten Mikrostrukturen tritt ein starkes Übersprechen durch parasitäre Kopplung auf. Die zeitliche Trennung von Anrege- und Messsignal durch Austastung mit elektrischen Schaltern eignet sich zur Unterdrückung des Übersprechens. Ebenso kann die Sensorbewegung zur Amplitudenmodulation eines hochfrequenten Trägersignal genutzt werden, so dass eine Trennung im Frequenzbereich vorgenommen wird.
- 8) Die Corioliskraft an einer durchflossenen schwingenden Messröhre in Mikrotechnik kann bei zeitlicher Austastung des elektrostatischen Anregesignals kapazitiv gemessen werden. Daraus lässt sich der Massenfluss innerhalb der Röhre bestimmen.

12 Lebenslauf

Zur Person: Roman Frahnw
geboren am 13.09.1977 in Berlin
verheiratet, deutsch

Schul Ausbildung

Sept. 1984	1. bis 6. Klasse Grundschule
Aug. 1990	21. Oberschule, Berlin-Köpenick
Sept. 1990	7. Klasse Oberschule
Aug. 1991	18. Oberschule Berlin Hellersdorf
Sept. 1991	8. bis 13. Klasse
Aug. 1997	1. Gymnasium Berlin Hellersdorf, Abitur

Wehrdienst

Nov. 1997	Grundwehrdienst Bundeswehr
Jul. 1998	Luftwaffenwerft 21, Wunstorf

Studium

Okt. 1998	Studium der Mikrosystemtechnik an der FHTW Berlin
Sept. 2002	Hochschulabschluss: Dipl.-Ing. (FH) Mikrosystemtechnik „mit Auszeichnung“

Beruflicher Werdegang

Dez. 2002	Doktorand bei der Siemens AG in Berlin
Sept. 2006	Thema: Massendurchfluss- und Dichtemessung in Mikrotechnik
Apr. 2007	GED Gärtner Electronic Design GmbH in Frankfurt (Oder), Bereich ASIC-Design

28.11.2007

Roman Frahnw